

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 517 :
PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS

Laboratoires : IRFU / LSM

THÈSE

Présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES

Spécialité: Physiques

par

Ali DASTGHEIBI FARD

**Étude d'un détecteur sphérique gazeux pour la
recherche d'événements rares
à bas seuil en énergie**

Date de soutenance : 31/10/2014

Composition du jury :

Directeur de thèse :	Ioannis GIOMATARIS
Co-directeur de thèse :	Gilles GERBIER
Président du jury :	Patrick PUZO
Rapporteurs :	Fabrice PIQUEMAL José BUSTO
Examineur :	Ilias SAVVIDIS

Thèse préparée aux :

Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers
Service d'Electronique des Détecteurs et d'Informatique
CEA Saclay
91 191 Gif sur Yvette

ET

Laboratoire Souterrain de Modane
LSM Carré Sciences
73 500 Modane



بعضی از دیگران می‌توانند راه را نشان دهند،
اما شما باید آن را بروید.

*Les autres peuvent vous indiquer la voie,
mais vous devez la parcourir vous-même.*

نیکه بر تقوا و دانش در طریقت کافریست
را هر و گر صد هنر دارد توکل بایش

*Sur la voie de la recherche, le savoir-faire n'est pas suffisant
Même si tu as beaucoup d'art, il te faut de la confiance.*

Hafez : Poète persan de XIII

À mes Parents, Stéphanie, Kimya et Sheida

Abstract

The Spherical gaseous detector (or Spherical Proportional Counter, SPC) is a novel type of a particle detector, with a broad range of applications. Its main features include a very low energy threshold which is independent of the volume (due to its very low capacitance), a good energy resolution, robustness and a single detection readout channel.

SEDINE, a low background detector installed at the underground site of Laboratoire Souterrain de Modane is currently being operated and aims at measuring events at a very low energy threshold, around 40 eV.

The sensitivity for the rare events detection at low energy is correlated to the detector background and to the decreasing the level of energy threshold, which was the main point of this thesis.

A major effort has been devoted to the operating of the experimental detector. Several detection parameters were optimized : the electric field homogeneity in the sphere, keeping clear of sparks, the electronic noise level and the leak rate of the detector. The detector is optimized for operation with a high pressure stable gain.

The modification of the shield, cleanings of the detector and the addition of an anti-radon tent have significantly reduced the background of SEDINE.

Progress has increased the sensitivity of the detector at low energy up to a value comparable to the results other underground research experiences for the low mass WIMPs.

We will present the results with a measured background in the region of keV, which has allowed us to show a competitive figure of exclusion for the production of light dark matter.

Résumé

Le détecteur proportionnel sphérique gazeux, SPC (Spherical Proportional Counter), est un nouveau concept de détecteur de particules. Ses principales caractéristiques sont : un seuil très bas en énergie indépendant du volume (faible capacité électronique), une bonne résolution en énergie, une grande robustesse et une seule voie de lecture.

SEDINE, un détecteur bas bruit de fond, destiné à la recherche de matière noire légère, a été fabriqué et installé au Laboratoire Souterrain de Modane. Il est actuellement opérationnel et vise à mesurer les événements rares à bas seuil en énergie.

La sensibilité dans la détection d'événements rares étant à basse énergie directement corrélée au niveau du bruit de fond du détecteur, la diminution du seuil en énergie ainsi que celle du bruit de fond ont été la problématique principale de cette thèse.

Un effort important a été consacré à la mise en opération du dispositif expérimental. Plusieurs paramètres de détection ont été optimisés : homogénéité du champ électrique dans le volume de l'enceinte, tenue aux étincelles, niveau du bruit de fond électronique et l'étanchéité du détecteur. Le détecteur a été optimisé pour assurer un fonctionnement avec un gain stable à haute pression.

La modification du blindage, les nettoyages de l'enceinte du détecteur et l'ajout d'une tente anti-radon ont permis de réduire significativement le bruit de fond de SEDINE.

Les progrès accomplis ont permis d'augmenter la sensibilité du détecteur à basse énergie à une valeur comparable, pour des WIMPs à basse masse, aux autres expériences de recherche souterraines.

Nous présentons donc des résultats avec un bruit de fond mesuré, dans la région du keV, qui nous permet de donner une figure d'exclusion compétitive pour la production de la matière noire légère.

Remerciements

Pour les « chefs »

Tout d'abord, je tiens à remercier mon directeur de thèse Ioannis Giomataris, pour la confiance qu'il m'a accordée et pour ces trois années de cheminement ensemble. Je remercie aussi Gilles Gerbier, mon co-directeur de thèse, pour sa patience et pour ce qu'il est. Il a aiguisé mon regard sur une certaine analyse de la physique. Je tiens également à adresser des remerciements tout particuliers à Jacques Derré, aussi présent à mes côtés que Ioannis et Gilles. Sans lui, l'intégration dans le cœur du projet aurait été moins évidente. J'ai également apprécié sa grande disponibilité et son exigence tout au long de la rédaction de cette thèse.

Je tiens à remercier Jean-Luc Leray et Eric Delagnes qui sont à l'origine de ma rencontre avec Ioanis et donc à l'origine de cette aventure.

Je remercie Fabrice Piquemal de m'avoir accueilli dans son laboratoire et de m'avoir donné la liberté de me consacrer entièrement à ma thèse. Je remercie également Michel Zampalo pour son accompagnement et ses précieux conseils tout au long de ce projet.

Pour les « sphéristes »

Un grand merci aux membres de l'équipe de la sphère pour leur engagement qui a permis de faire avancer le projet SEDINE : Ilias Savvidis, Patrick Magnier, Xavier-François Navick, Michel Gros, Georgios Tsiledakis, Javier Galan, Thomas Papaevangelou, Giannis Ikatsi, Francisco Jose Iguaz Gutierrez, Didier Jourde, Philippe Di Stefano et Bernard Paul.

Pour les collègues de Saclay

Je souhaite remercier les collègues qui m'ont aidé dans l'avancement de cette thèse : Esther Ferrer-Ribas, Fabien Jeanneau, David Attié, Daniel Desforge, Alan Payaud, Alain Delbart, Dominique Durant et Emmanuelle Bougamont, Mariam Kebbiri, Carolin Lahond-Hamdoun, Gilles Besnard, Claude Jeanney. La liste serait bien longue si je voulais nommer tous les collègues de Saclay qui, directement ou indirectement, m'ont accompagné pendant ces trois ans. Je les remercie tous.

Pour les collègues de Modane

Tout d'abord, je souhaite remercier Pia Loaiza, collègue et amie. Elle était présente pendant ces trois années et elle m'a notamment accompagné sur une question qui m'était inconnue, celle de la basse radioactivité.

Je remercie également Thierry Zampieri et Jean-Louis Margueron, les sphéristes de Modane, ainsi que Mathieu Corazzi, Charlotte Riccio, Aurélien Rojas, Evelyne Garçon et Guillaume Warrot, qui chacun, selon son domaine de compétences, m'a aidé.

Je remercie également Valérie Favre, Magali Zampieri et Sandrine Coindet (présente lors de la première année) qui m'ont aidé pour toutes les démarches administratives, les formations, les missions ...

Je voudrais également remercier Evgeny Yakushev et Sergey Rozov, les collaborateurs du LSM, de m'avoir éclairé par leurs échanges.

Pour les Correcteurs

Mille mercis à Jacques Derré qui a lu plusieurs fois cette thèse, minutieusement, et qui ne s'est jamais découragé pour chercher les meilleures formulations et donner une plus grande lisibilité et fluidité à cet écrit.

Merci à Pia Loaiza qui a accepté également de me lire et de m'apporter ses conseils.

Je remercie mes responsables qui m'ont relu plus d'une fois et toutes les autres personnes qui ont apporté critiques, conseils ou corrections en tous genres, en particulier les membres du jury qui ont accepté de consacrer leur précieux temps à commenter mon travail.

Pour les membres du Jury

Je remercie ici mes deux rapporteurs, José Busto et Fabrice Piquemal, avec qui j'ai collaboré et qui ont accepté de donner leur avis sur mon travail.

Je remercie encore Ioannis Giomataris et Gilles Gerbier pour leur confiance.

Enfin, je suis très reconnaissant à Patrick Puzo d'avoir accepté d'être le président du jury et Ilias Savidis d'avoir accepté d'être examinateur.

Pour les Proches

J'exprime toute ma gratitude à ma famille et mes amis qui pendant ces trois années de thèse, plus particulièrement la dernière année, m'ont soutenu : mon Papa, ma Mamane, mes beaux parents (Jean-Paul et Claudine), mes frères (Vahid, Saeed et leur famille) et ma belle famille .

Je souhaite particulièrement remercier Véronique Pigeon, toujours présente et disponible ; Merci pour toutes les corrections apportées avant que je ne donne ma thèse aux autres ...

Merci également à Jacqueline George pour ses compétences « so british » !

Pour ma famille

Je tiens à remercier ma famille, mon épouse Stéphanie et mes filles Kimya et Sheida. Je voudrais leur exprimer toute mon affection par ce mot « *sépâce* » qui signifie "reconnaissance".

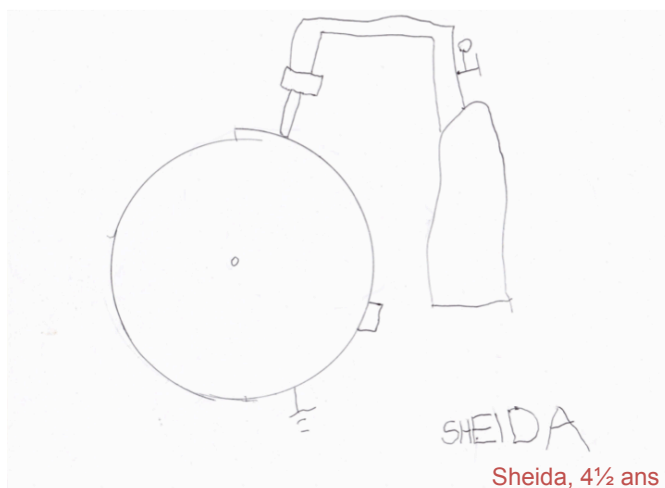
Sans elles, leurs efforts et leurs encouragements, cette aventure n'aurait pas été possible !

Avec Stéphanie, cette thèse a pris un sens de cheminement ...

Et à tous ceux qui lisent ces lignes sans avoir été cités, je vous remercie d'avoir ouvert cet ouvrage. Puissiez-vous y trouver ce que vous cherchez ...



Kimya, 6 ans



Sheida, 4½ ans

Table des matières

I	Matière noire	24
1	La matière noire	25
1.1	Evidence	25
1.2	Les candidats à la matière noire	26
1.3	Détection directe de matière noire	28
1.4	Perspectives	29
II	Détecteurs gazeux	30
1	Détecteurs de particules ionisantes	31
1.1	Introduction	31
1.2	Historique des détecteurs gazeux	31
1.3	Les détecteurs gazeux récents	32
III	Détecteur Proportionnel Sphérique	43
1	Les premiers détecteurs sphériques	45
2	Objectifs et enjeux scientifiques	46
3	Applications potentielles du SPC	46
4	Principe de détection du SPC	47
5	Interactions des particules avec la matière	48
5.1	Particules chargées	48
5.2	Interaction des photons	52
6	Le champ électrique	58
6.1	Le champ électrique idéal	58
6.2	Champ électrique avec le support de la bille	59
6.3	Champ électrique avec le correcteur de champ	60

7	Migration et diffusion des charges sous l'influence d'un champ électrique	62
7.1	La fonction de distribution de l'énergie des particules chargées	62
7.2	Vitesse de dérive	63
7.3	Diffusion	64
7.4	Recombinaison des électrons	66
7.5	Mobilité des ions	67
8	L'amplification dans le détecteur sphérique	68
8.1	Gain du détecteur	68
8.2	Distribution de Polya	69
8.3	Mesure du gain	71
8.4	Résolution en énergie et Facteur de Fano	71
9	La formation du signal	73
9.1	Fonction de transfert du préamplificateur	73
9.2	Avalanche d'un électron de dérive	73
9.3	Notion de déficit balistique	74
9.4	Signal d'une avalanche	75
9.5	Signal pour un dépôt d'énergie ponctuel dans le gaz	76
10	Spécificité de la détection des particules dans SPC	77
10.1	Dépôt ponctuel	78
10.2	Traces contenues dans le volume	79
10.3	Traces traversant le volume	80
11	Méthodes d'analyse	81
11.1	Analyse par le temps de montée du signal	81
11.2	Autres paramètres d'analyse	83
12	Conception du détecteur	84
12.1	L'environnement du détecteur	84
12.2	Sphère	84
12.3	La canne	85
12.4	La chaîne d'acquisition	97

13 Calibrations et études systématiques du détecteur à Saclay	102
13.1 Etudes systématiques du détecteur	102
13.2 Mélanges gazeux	103
13.3 Mesure du temps de dérive	104
13.4 Mesure du temps de montée	105
13.5 Mesure du gain	106
13.6 Calibration du détecteur	107
13.7 Amélioration du système de détection	111
14 Conclusion	113
 IV SEDINE Détecteur bas bruit	 114
1 Introduction au projet SEDINE	116
2 Laboratoire Souterrain de Modane (LSM)	116
2.1 Présentation du LSM	116
2.2 Radioactivité ambiante au LSM	118
3 Aspect technique de SEDINE	119
3.1 Construction du détecteur	119
3.2 La technique de fabrication	119
3.3 L'environnement du détecteur	119
3.4 La sphère	120
3.5 Le tube en « S »	125
3.6 Interfaces de connexion	126
4 Les composants de SEDINE	130
4.1 Les matériaux utilisés	130
4.2 Les matériaux testés	133
5 Blindage	135
5.1 Blindage en polyéthylène	137
5.2 Blindage en plomb	138
5.3 Blindage en Cuivre	139

6	Calibration de SEDINE	141
6.1	Fabrication d'une source de calibration	141
6.2	Calibration en énergie de SEDINE	142
7	Bruit de fond de SEDINE	144
7.1	Introduction	144
7.2	Simulation du bruit de fond externe	147
7.3	Contamination de la surface interne de SEDINE	152
7.4	Contamination due au radon	160
7.5	Autres sources polluantes	162
7.6	Conclusion sur la contamination	167
8	Événements à basse énergie	169
9	Conclusion	175
V	Conclusion et Perspectives	176
1	Conclusion	177
2	Perspectives	178
VI	Annexes	179

Table des figures

1.1	Distribution du contenu énergétique de l'Univers	26
1.2	Schéma de détection directe des WIMPs	28
1.1	Principe de fonctionnement d'un MWPC	33
1.2	Principe de fonctionnement d'une chambre à dérive	35
1.3	Principe de fonctionnement d'un détecteur MSGC	37
1.4	Schéma de principe d'un détecteur MICROMEGAS	38
1.5	Détecteur GEM	39
1.6	Schéma de principe de TPC	41
1.7	Arbre généalogique des détecteurs gazeux	42
1.1	Détecteur sphérique gazeux	45
4.1	Principe de détection dans le SPC	47
5.1	Perte d'énergie calculée d'après la formule de Bethe-Bloc	50
5.2	Spectre de distribution Landau	51
5.3	Processus d'interaction rayonnement-matière	53
5.4	Zones dominantes des trois processus d'interaction rayonnement-matière .	53
5.5	Structure atomique de l'argon	55
5.6	Fluorescence X	55
5.7	Effet Auger	56
6.1	Champs électrique dans SPC	61
7.1	Vitesse de dérive dans différents gaz	64
7.2	Distribution spatiale des ions	65
7.3	Diffusion transversale et longitudinale	66
8.1	Avalanche	68
8.2	Différentes régions de fonctionnement des détecteurs gazeux	70
9.1	Réponse du préamplificateur	74
9.2	Simulation d'un signal donné par une avalanche	76
9.3	Signal simulé et observé par une source ^{55}Fe	77
10.1	Temps de montée en fonction de l'amplitude	78
10.2	Mesure du temps de montée pour les événements périphériques	79
10.3	Temps de montée en fonction de l'amplitude des muons cosmiques . . .	81
11.1	Méthode d'analyse avec le temps de montée du signal	82

11.2	Nombre d'événements en fonction de la coupure en temps de montée . . .	83
11.3	Signal d'acquisition	83
12.1	Schéma du détecteur sphérique	85
12.2	Canne	85
12.3	Différentes générations de cannes	86
12.4	Différentes formes de l'arrière de la canne	87
12.5	Variation du champ électrique proche de la bille	88
12.6	Production d'étincelles	89
12.7	Evolution de l'amplitude du signal dans le temps	90
12.8	Différentes billes	90
12.9	Surface des bille vue par microscope	91
12.10	Simulation d'un défaut à la surface de la bille	91
12.11	Spectres de la perturbation du champ électrique (simulés)	92
12.12	Différentes techniques de connexion bille	93
12.13	Mesure de la résistivité de la colle (poudre de graphite + Araldite rapide)	93
12.14	Disque correcteur du champ électrique	94
12.15	Schéma explicatif pour le calcul du rapport des tensions bille/Parapluie	94
12.16	Support (isolant) de fixation bille/parapluie en PEEK.	95
12.17	Support conique de fixation bille/parapluie	95
12.18	Tube da la canne	97
12.19	Schéma de la chaîne d'acquisition	98
12.20	Éléments de la boîte des filtres la chaîne d'acquisition	99
12.21	Schéma de mesure avec préamplificateur d'AMPTEK	100
12.22	Différentes vues de la carte CALI	101
12.23	Schéma de fonctionnement de SAMBA et TANGO	102
13.1	Signal mesurée à l'oscilloscope	103
13.2	Variation du temps de dérive des électrons	105
13.3	Variation du temps de montée du signal	106
13.4	Variation du gain du détecteur	107
13.5	Calibration du détecteur à moyenne énergie	108
13.6	Calibration du détecteur à basse énergie	109
13.7	Calibration du détecteur avec la source ^{109}Cd	110

13.8	Fonctionnement du détecteur à très basse pression	110
13.9	Calibration selon la taille de la bille	111
13.10	Résultats de la simulation de deux types de la canne	112
13.11	Résultats des mesures de la résolution en énergie des deux types de canne	113
2.1	LSM	116
2.2	Schéma du LSM	117
2.3	Flux des muons dans différents laboratoires souterrains	117
3.1	Technique de fabrication de SEDINE	120
3.2	Dessin complet du détecteur	121
3.3	Mesure du vide et du taux de fuite	122
3.4	Stabilité du gain à basse énergie	123
3.5	Stabilité du gain à haute énergie	124
3.6	Bouchon de fermeture de la sphère	125
3.7	Tube en « S »	126
3.8	Connecteurs céramiques	127
3.9	Ensemble des vannes	127
3.10	Source de ^{37}Ar	129
5.1	Schéma du blindage de SEDINE au LSM	135
5.2	SEDINE dans son ensemble ouvert	136
5.3	Evolution des spectres en énergie	136
5.4	Diminution du taux d'événements	137
5.5	Mesure du flux des γ	138
5.6	Longueur d'atténuation des photons	139
5.7	Spectres en énergie mesurée entre 1 et 300 keV	140
6.1	Fabrication de la source gazeuse ^{37}Ar	142
6.2	Résultats de la calibration avec la source gazeuse ^{37}Ar	143
7.1	Chaîne de désintégration de l'uranium	146
7.2	Simulation du spectre en énergie	148
7.3	Fenêtre de passage du tube en « S »	149
7.4	Spectres en énergie après les différentes couches du blindage	150
7.5	Spectres de dépôt d'énergie des γ	151
7.6	Transmission des γ à travers différentes épaisseurs de plomb	152

7.7	Spectres simulés de l'énergie déposée dans le gaz	153
7.8	Contamination surfacique interne du détecteur	155
7.9	Différentes étapes de la première intervention d'attaque chimique	156
7.10	Comparaison des résultats avant et après la première intervention d'at- taque chimique	156
7.11	Deuxième intervention d'attaque chimique	158
7.12	Comparaison des résultats avant et après la deuxième intervention d'at- taque chimique à haute énergie	158
7.13	Comparaison des résultats avant et après la deuxième intervention d'at- taque chimique à basse énergie	159
7.14	Comparaison des résultats avant et après d'attaque chimique de la canne à haute énergie	160
7.15	Comparaison des résultats avant et après d'attaque chimique de la canne à basse énergie	160
7.16	Tente anti-radon	161
7.17	Effet d'air dé-radonisé	162
7.18	Protection en feuille en plomb et le bouchon du tube en « S »	164
7.19	Spectres simulés en énergie déposée dans le gaz pour les différents radio- nucléides	165
7.20	Résultat de la simulation de la contamination des vis	166
7.21	Mesure de la contamination des vis	166
7.22	Résultat de mesure de la contamination des vis	167
7.23	Evolution temporelle du taux des α	168
7.24	Evolution temporelle du taux des β / γ	168
8.1	Résultats des données de la source de neutrons	170
8.2	Le nombre d'événements en fonction de la coupure sur le temps de montée	171
8.3	Résultats d'analyse sans aucune rejection	171
8.4	Résultats d'analyse après les coupures sur le bruit et le temps de descente	172
8.5	Résultats d'analyse après toutes les coupures	173
8.6	Résultats d'analyse zoomer après toutes les coupures	173
8.7	Courbe d'exclusion des WIMPs	174
8.8	Comparaison de la courbe d'exclusion des WIMPs	174
0.1	Conference proceedings (TIPP 2014); Fig2 : Spherical detector	182
0.2	Conference proceedings (TIPP 2014); Fig3 : Low energy spectrum	183

0.3	Conference proceedings (TIPP 2014) ; Fig1 : Background reduction . . .	184
-----	--	-----

Liste des tableaux

5.1	Nombre moyen d'ionisations primaire	52
5.2	Energie de liaison des différentes couches de l'atome d'argon	54
7.1	Probabilité de capture d'un électron	67
12.1	Caractéristiques des préamplificateurs de charge	98
13.1	Liste des mélanges gazeux	104
2.1	Composition de la roche du LSM	118
3.1	Pureté des gaz	121
4.1	Radiopureté des composants de l'enceinte de détecteur	132
4.2	Tableau de mesure de radiopureté des composants testés	134
5.1	Calcul du flux de rayonnement gamma	140
7.1	Tableau récapitulatif de la simulation du taux des γ	147
7.2	Tableau récapitulatif de la simulation des γ	149
7.3	Tableau récapitulatif de la simulation du taux d'événements	152
7.4	Transmission des γ	152
7.5	Estimation du taux d'événements de volume du ^{60}Co contenu dans le cuivre de la cavité sphérique	154

Avant-Propos

Le sujet de cette thèse porte sur l'étude d'un détecteur destiné à la recherche des particules de la matière noire légère. Les travaux effectués pendant les trois années de thèse se sont répartis sur deux sites : l'Irfu à Saclay, pendant la première année, et le LSM à Modane, les deux années suivantes.

À l'Irfu, mes travaux ont consisté en la caractérisation d'un détecteur sphérique afin de trouver les paramètres optimum de fonctionnement.

Au LSM, après la phase d'installation de SEDINE, le détecteur bas bruit de fond, j'ai travaillé sur l'optimisation de son fonctionnement, l'acquisition et l'analyse des données. Très rapidement, nous avons été confrontés à la même problématique que d'autres détecteurs destinés à la recherche de matière noire, à savoir le bruit de fond du détecteur. Dans ce cadre des avancées significatives ont été réalisées.

Sans en dire davantage, je vous laisse découvrir mon cheminement durant ces trois ans.

BONNE LECTURE!

Introduction

Ces dernières années est apparu un intérêt scientifique croissant pour résoudre le mystère de la composition énergétique de l'Univers. En effet, de nombreuses observations en astronomie semblent confirmer qu'une fraction importante de la masse de l'Univers est sous forme cachée. De multiples expériences essayent de résoudre cette énigme en optimisant la sensibilité de leurs détecteurs. Des évolutions considérables ont été effectuées dans ce domaine sans succès à ce jour.

Bien que l'histoire de la détection des particules ait commencé par l'observation de leurs traces avec de simples appareils photographiques, rapidement les progrès des techniques de fabrication, de l'électronique et des méthodes de détection ont largement contribué à perfectionner les appareils. Les détecteurs gazeux, comme les autres types de détecteurs, sont devenus des instruments d'observation rapides et précis, incontournables pour les expériences de physique.

Voici quelques années, un nouveau type de détecteur gazeux à géométrie sphérique, SPC (Spherical Proportional Counter), inventé par Ioannis Giomataris, est devenu un candidat prometteur dans le domaine de la recherche fondamentale en physique.

Depuis deux ans, un détecteur sphérique, SEDINE, destiné à la recherche d'événements rares à basse énergie, fabriqué avec des matériaux basse radioactivité, est installé au Laboratoire Souterrain de Modane.

L'essentiel des travaux décrits dans cette thèse converge vers la problématique suivante : comment diminuer le bruit de fond de SEDINE afin d'augmenter sa sensibilité à la détection dans la gamme d'énergie inférieure au keV .

Afin de permettre aux lecteurs de s'immerger au coeur du sujet et de tenter d'apporter des éléments de réponses à notre préoccupation, nous avons organisé notre réflexion en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, matière noire, nous passons en revue les principaux points théoriques qui amènent à l'évidence de l'existence de la matière noire. Nous discutons des candidats susceptibles de pouvoir répondre à sa nature, matière baryonique ou pas. Puis nous décrivons les méthodes employées pour une détection directe. Nous verrons alors que notre détecteur, SEDINE, nous permet d'ouvrir un autre horizon en se focalisant sur une gamme d'énergies très basses jamais atteintes.

Dans le deuxième chapitre, détecteurs gazeux, nous répertorions l'évolution chronologique des détecteurs gazeux, en exposant leurs principes de fonctionnement, leurs avantages et leurs inconvénients.

Dans le troisième chapitre, détecteur proportionnel sphérique, nous discutons de l'avancée de ce nouveau concept de détecteur gazeux à géométrie inusuelle. Nous présentons ses objectifs, ses enjeux scientifiques et ses applications avant d'exposer son principe de détection. Nous sommes alors amenés à définir les principes physiques des détecteurs gazeux et à reconsidérer l'obtention, dans la pratique, de l'uniformité du champ électrique dans une sphère. Puis nous détaillons la spécificité de détection des particules dans les détecteurs sphériques afin de mieux cerner la méthode principale d'analyse. Nous présentons ensuite la conception du détecteur pour enfin exposer différentes calibrations et études systématiques effectuées avec le détecteur de Saclay visant

à optimiser les paramètres de détection. Dans ce but, un senseur, conçu et fabriqué par mes soins, a permis d'atteindre la meilleure résolution en énergie.

Dans le quatrième chapitre, - SEDINE - détecteur bas bruit, après avoir présenté le Laboratoire Souterrain de Modane où SEDINE est installé, nous nous intéressons aux aspects techniques et aux composants du détecteur. Après description de la structure de son blindage, nous abordons les calibrations effectuées à très basse énergie. Nous revenons alors sur la problématique du bruit de fond de SEDINE, les moyens déployés pour le réduire sensiblement et les pistes d'actions qui pourraient être envisagées dans un futur proche. Enfin, nous présentons les résultats obtenus tout récemment en limitant notre conclusion à la nouvelle zone d'exclusion de la matière noire légère ouverte par cette expérience.

Première partie

Matière noire

Sommaire

1	La matière noire	25
1.1	Evidence	25
1.2	Les candidats à la matière noire	26
1.2.1	Matière noire baryonique	26
1.2.2	Matière noire non-baryonique	27
1.3	Détection directe de matière noire	28
1.4	Perspectives	29

1 La matière noire

Nous n'avons pas l'intention de détailler ici l'ensemble des connaissances de base en cosmologie et physique des particules. Nous allons rappeler brièvement les points théoriques essentiels pour une bonne compréhension du but des détecteurs destinés à la recherche d'événements rares comme SEDINE.

Nous savons aujourd'hui que la matière visible, c'est-à-dire celle directement accessible aux observations par la lumière qu'elle émet aux différentes longueurs d'onde, ne représente que 4 % du contenu de l'Univers. Cette quantité de matière ordinaire est constituée des planètes, des nuages de gaz interstellaires, d'étoiles trop peu lumineuses pour être vues, et enfin, de toutes les formes de matière baryonique. Le reste, la majeure partie de l'Univers (96 %), est sous la forme de composantes non visibles, la « matière noire » et l'« énergie noire ».

La nature, la distribution et l'évolution de la matière noire dans l'Univers sont devenues un sujet de recherche très important et suivi par de nombreux laboratoires de physique et d'astrophysique.

L'énigme la plus fascinante de notre temps, soulevée par la cosmologie, est la nature et la quantité de « matière noire » dans l'Univers.

1.1 Evidence

L'observation de l'Univers peut être la méthode la plus naturelle pour déterminer la densité de matière. Celle-ci consiste à mesurer directement la quantité de matière observée dans un volume suffisamment grand de l'Univers en comptant le nombre de galaxies. On évalue ensuite le nombre moyen d'étoiles par galaxie et la masse moyenne d'une étoile. Tenant compte de la masse des nuages de gaz interstellaire, on obtient une estimation de la quantité moyenne de matière contenue dans un volume donné. Depuis plusieurs décennies, les observations visant à estimer le contenu en matière de l'Univers, en utilisant cette méthode, montrent que sa fraction observable (déterminée par l'émission X , UV , visible, InfraRouge, ...) est insuffisante pour rendre compte des effets observés.

C'est Fritz Zwicky qui en 1933 [1], observe une différence entre la masse totale des objets visibles dans l'amas de Coma et leurs vitesses relatives. En mesurant la distribution des vitesses des galaxies, il trouve des vitesses excessivement élevées compte-tenu de leur masse qu'il avait déterminée par deux méthodes : la masse obtenue par l'addition de celle de tous les objets visibles et celle déduite par l'observation des vitesses relatives des galaxies dans l'amas. Il en a conclu que la vitesse élevée des galaxies ne pouvait être expliquée que si une quantité importante de la masse dans l'amas existait sous forme cachée, sinon, depuis longtemps l'amas se serait dispersé.

Depuis, plusieurs éléments plaident en faveur de l'existence d'une composante de matière sombre.

- Observation du mouvement de rotation des galaxies dans les amas de galaxies qui a montré l'insuffisance de la quantité de matière observée.
- Lentilles gravitationnelles qui se sont avérées être trop importantes comparées à

la quantité de matière visible.

- Abondance en Deutérium dans l'Univers qui a montré que la densité baryonique est bien inférieure à la densité critique alors que d'autres mesures tendent à montrer que la densité totale est proche de cette densité critique.

Nous savons aujourd'hui que la quantité de matière observable n'est qu'une faible fraction (4 %) du contenu énergétique de l'Univers. Le reste (96 %), bien que de nature inconnue, est constitué d'environ 26 % de matière noire et 70 % d'énergie noire (figure 1.1 [2]).

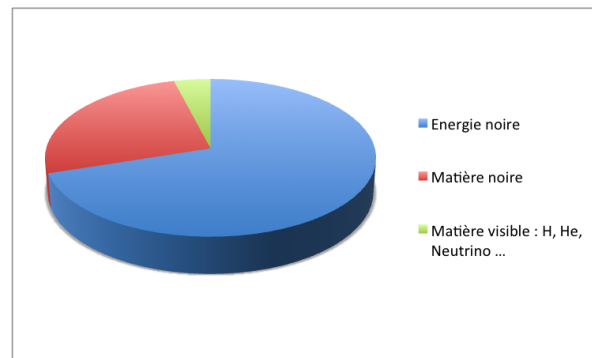


FIGURE 1.1 – *Distribution du contenu énergétique de l'Univers.*

1.2 Les candidats à la matière noire

Les scientifiques ont passé en revue toutes les formes de matière telle que les étoiles, les nuages de gaz interstellaires, les planètes, les étoiles trop peu lumineuses pour être vues, et enfin, toute matière baryonique. Le bilan s'est avéré insuffisant. La matière manquante peut être sous forme de matière noire froide (particules non relativistes) ou sous forme de matière noire chaude (particules rapides). Une hypothèse possible serait que la matière noire est composée de particules élémentaires interagissant très faiblement avec la matière.

1.2.1 Matière noire baryonique

Les scientifiques ont commencé à s'intéresser aux nuages de gaz. En 1990, l'expérience ROSAT a fourni la première carte de tout le ciel en rayon X . Les résultats montrent que les nuages de gaz ionisé au sein des amas de galaxies ne contribuent que faiblement à la masse manquante et que le confinement même de ces nuages à proximité des galaxies suppose la présence de matière noire. Ils montrent également que les nuages d'hydrogène atomique dans lesquels sont présentes les étoiles sont insuffisants eux aussi pour expliquer cette forte interaction gravitationnelle qui fait tourner les étoiles en périphérie de galaxie plus vite que prévu.

Les physiciens se sont alors intéressés aux objets plus compacts et n'émettant pas assez de lumière pour être détectés. Ces objets sont appelés « MACHO » (Massive Compact Halo Objects). Le nombre des naines brunes ¹ a été trouvé trop faible (EROS

1. des astres pas suffisamment massifs pour amorcer les réactions de fusion nucléaire.

2 [3]) pour qu'elles soient candidates à la matière noire. Les naines blanches² quant à elles, ne pouvaient, à elles seules expliquer le déficit en masse car cela supposerait d'observer un plus grand nombre de supernovae de type Ia³ [4]. Ainsi les MACHOs ne peuvent pas expliquer la quantité de matière noire présente dans l'Univers étant donné leur faible nombre [5].

Le nombre important de trous noirs (plus que les étoiles et les MACHOs) pourrait rendre ceux-ci candidats à la matière noire. Néanmoins, pour combler la quantité manquante de masse, il faudrait près d'un million de trous noirs par galaxie, ce qui devrait générer des effets gravitationnels importants sur les étoiles environnantes, ce qui n'a pas été observé [6].

En outre, selon la théorie du Big Bang, la matière ordinaire, formée de protons et de neutrons, ne peut constituer qu'une faible fraction de la matière noire. L'inverse supposerait la production d'énormes quantités d'hydrogène et d'hélium dans l'Univers primordial. Or les quantités prédites par ce scénario sont beaucoup plus grandes que celle en accord avec les observations. La piste de la matière noire baryonique a maintenant été abandonnée par les scientifiques qui se sont penchés sur une autre forme de matière, la matière non-baryonique.

1.2.2 Matière noire non-baryonique

Pendant longtemps, le neutrino a été considéré comme un candidat majeur dans la recherche de matière noire non-baryonique. En 1998, l'expérience Super-Kamiokande a mis en évidence le phénomène d'oscillation du neutrino et on sait aujourd'hui qu'il possède une masse non nulle [7]. Après le photon, c'est la particule la plus abondante dans l'Univers et elle est insensible aux forces électromagnétiques et à la force nucléaire forte. Elle interagit donc très peu avec les autres particules, ce qui en fait un bon candidat pour la matière noire. Néanmoins, les résultats du satellite WMAP combinés aux résultats des expériences d'oscillations ont montré que la masse du neutrino est beaucoup trop faible pour qu'il puisse constituer l'essentiel de la matière noire [8]. Cependant, il reste encore une fenêtre hypothétique, à savoir une quatrième famille de neutrinos, neutrinos stériles de masse de l'ordre du keV .

Les axions relativistes pourraient également être candidats à la matière noire [9].

Aujourd'hui, c'est le modèle de matière noire froide, CDM (Cold Dark Matter) qui semble l'emporter largement, favorisant ainsi un modèle hiérarchique où les galaxies se forment avant les amas, les systèmes se forment à partir de l'effondrement des fluctuations de densité initiales qui croissent sous l'effet de la gravitation.

Les WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles) sont une classe de particules lourdes, interagissant faiblement avec la matière et pouvant constituer d'excellents candidats à la matière noire froide non-baryonique. A ce jour, les WIMPs, particules prédites par la physique des particules, ne sont pas encore observées. Différentes expériences recherchent les WIMPs par détection indirecte (les observations en astronomie) ou détection directe soit auprès d'accélérateurs comme LHC (Large Hadron Collider) soit en milieu protégé des rayonnements cosmiques (glace, souterrain etc ...).

2. des étoiles mortes composées d'éléments lourds.

3. les supernovae de type Ia sont des explosions de naines blanches.

Notre détecteur s'inscrit dans le cadre de la recherche directe de matière noire.

1.3 Détection directe de matière noire

En théorie, l'interaction des WIMPs avec la matière ordinaire se fait par collision sur le noyau du matériau cible qui recule en déposant son énergie dans la gamme du keV à la centaine de keV suivant la masse du WIMP. La difficulté se situe dans la très faible valeur du taux d'événements attendu, et dans la difficulté à les distinguer du bruit de fond issu des rayons cosmiques, de la radioactivité ambiante ou de la radioactivité propre aux matériaux utilisés.

Dans ce domaine, tous les détecteurs utilisent un ou plusieurs processus de détection : ionisation, lumière et/ou chaleur. Les relations entre les trois voies de mesure, quelques uns de leurs avantages respectifs et un éventail de matériaux utilisés sont reportés sur la figure 1.2 [10].

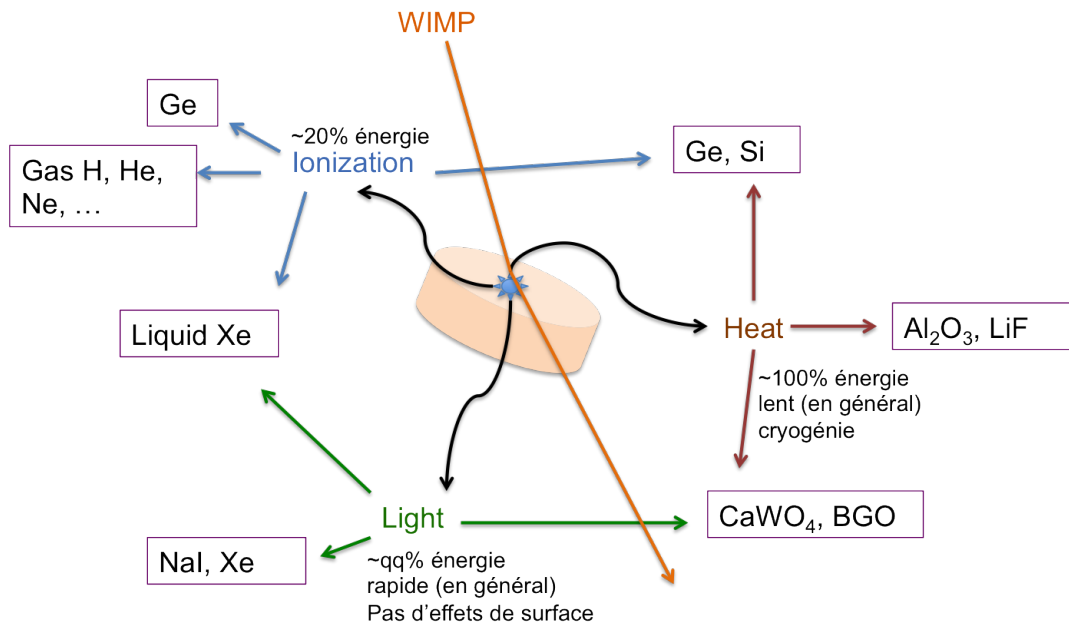


FIGURE 1.2 – Schéma résumant les trois voies de mesure possible pour la détection directe des WIMPs, ainsi qu'un éventail de matériaux utilisés dans des expériences actuelles.

La voie « lumière » correspond à l'utilisation d'un matériau scintillant. L'interaction d'un WIMP avec le noyau d'un atome, excite ce dernier. Il lui est alors possible de rapidement dissiper une partie de son énergie en émettant des photons qui peuvent être collectés.

La voie « chaleur » repose sur la mesure de l'élévation de température consécutive à l'interaction. En théorie, l'intégralité de l'énergie déposée par l'interaction doit se retrouver à plus ou moins longue échéance sous forme de chaleur. Cependant, l'utilisation de cette voie nécessite des techniques de cryogénie de pointe pour garder et mesurer la température des détecteurs de l'ordre du microKelvin.

La voie « ionisation » correspond à la création de charges par le noyau de recul

dans un cristal semi-conducteur (paires électron-trou, exemple Germanium), un liquide (paires électron-ion, ex. Xenon liquide) ou bien encore dans un mélange gazeux (paires électron-ion). Ces charges peuvent être collectées sur électrode afin d'obtenir un signal électrique proportionnel à l'énergie déposée.

Dans le cadre de SEDINE, la cible utilisée est un mélange gazeux avec la flexibilité de pouvoir changer sa nature (noyau cible) et sa pression (masse de la cible).

1.4 Perspectives

Les résultats récents au LHC confirment la non-observation des particules prévues par le modèle de supersymétrie.

Bien que tous les modèles de SUSY n'aient pas été rejetés, le MSSM est fortement désavantagé [11]. Aujourd'hui la matière noire reste une énigme pour la « nouvelle physique ».

Après plusieurs années d'effort, différentes expériences ont amélioré la sensibilité de leurs détecteurs à des masses entre 10 GeV jusqu'à quelques TeV , dans la détection directe de matière noire. Ce qui conduit à des courbes d'exclusion (section efficace d'interaction des WIMPs en fonction de la masse de la particule) de plus en plus compétitives. La non-confirmation expérimentale actuelle des WIMPs dans la gamme d'énergie prévue pose la question : La masse des WIMPs ne serait-elle pas plus légère, plus proche de la limite de Lee-Weinberg, ce qui donnerait approximativement une limite à 2 GeV ?

La gamme de masse de la matière noire prévue par MSSM pourrait être élargie. Plusieurs modèles théoriques prédisent des candidats à faible masse, parmi lesquels on pourrait mentionner la matière noire asymétrique, le boson U et d'autres théories avec des couplages plus complexes [12, 13, 14].

Ces conclusions arrivent en même temps qu'une certaine fébrilité du côté des expériences qui observent des signaux inexplicables tout près de leur seuil en énergie. Ne s'agirait-il pas de WIMPs plus légers que 10 GeV ? C'est le nouvel horizon que SEDINE tente d'atteindre avec son seuil en énergie d'une centaine de eV et la possibilité d'utiliser, comme cible des noyaux légers (H, He, Ne ...).

Les caractéristiques, les avantages et les limites de SEDINE seront largement discutés dans le chapitre IV qui lui est dédié.

Au préalable, nous allons donner une description brève des détecteurs gazeux avant de développer le nouveau concept de compteur proportionnel sphérique, SPC.

Deuxième partie

Détecteurs gazeux

Sommaire

1	Détecteurs de particules ionisantes	31
1.1	Introduction	31
1.2	Historique des détecteurs gazeux	31
1.3	Les détecteurs gazeux récents	32
1.3.1	Les chambres proportionnelles multifils (MWPC)	32
1.3.2	Les chambres à dérive	34
1.3.3	Les chambres à tubes	36
1.3.4	Les Chambres à micro-pistes (MSGC)	36
1.3.5	Les MICROMEGAS	36
1.3.6	Les GEM (Gas Electron Multiplier)	39
1.3.7	Les Chambres à Projection Temporelle (TPC)	40
1.3.8	Conclusion sur les détecteurs gazeux	42

1 Détecteurs de particules ionisantes

1.1 Introduction

L'histoire de la physique subatomique est intimement liée à l'évolution des détecteurs de particules. Ces appareils furent souvent inventés pour répondre à des exigences précises de la physique. On peut les classer en trois grandes familles :

- Détecteurs à scintillation ; par exemple : cristal ou liquide scintillant, photomultiplicateur (PM) ou CPM (Channel PhotoMultiplier).
- Détecteurs à semi-conducteur ; par exemple : capteur CCD, capteur CMOS ou microphotographie.
- Détecteurs à gaz ; par exemple : chambre à ionisation, compteur Geiger-Müller ou compteur proportionnel.

La description de tous les types de détecteurs de particules n'entre pas dans le cadre de ce manuscrit qui aborde l'étude d'un détecteur sphérique gazeux.

Bien que j'ai passé la plupart de mon temps au LSM⁴, j'ai également effectué une partie de ma thèse au SEDI⁵ (l'IRFU⁶) où ont été inventés et fabriqués les détecteurs MICROMEGAS⁷. Il est alors pertinent, avant d'entrer dans le cœur du sujet (détecteur sphérique SPC⁸), de donner brièvement un historique des détecteurs gazeux puis leurs caractéristiques et leurs évolutions jusqu'au SPC dernière génération de ce type de détecteur.

1.2 Historique des détecteurs gazeux

Au début de XX^{ieme} siècle, la chambre d'ionisation fut utilisée comme un instrument essentiel à la séparation du polonium et du radium de leurs minerais, premiers grands travaux de la jeune science nucléaire. Parallèlement, avec la découverte de l'électron en 1897 par Sir J.J Thomson, a été conduit un précieux travail de recherche sur les décharges dans les gaz.

Trente ans plus tard, vers 1935, les physiciens disposaient de trois autres types de détecteurs de rayonnements qui avaient été mis au point entre temps : les scintillateurs au sulfure de zinc qui permirent d'observer les premières transmutations, la chambre de Wilson pour visualiser pour la première fois les trajectoires des particules, et surtout le compteur Geiger qui permit la découverte de la radioactivité artificielle. Inventée en 1928 par W.Müller et H.Geiger, ce compteur à un fil allait vite devenir dans les années suivantes l'instrument principal de tous les laboratoires où s'élaboraient les premières techniques des applications de la radioactivité. Considéré comme l'ancêtre des détecteurs gazeux modernes, le compteur Geiger-Müller reste encore largement utilisé, en particulier en dosimétrie, où sa simplicité et sa robustesse sont inégalées.

4. Laboratoire Souterrain de Modane

5. Service d'Electronique des Détecteurs et d'Informatique

6. Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers

7. MICRO MESH Gaseous Structure

8. Spherical Proportional Counter (en français : compteur proportionnel sphérique)

En 1952 fut inventée par D.Glaser la chambre à bulles. Cette dernière contient un liquide surchauffé qui forme des bulles au passage d'une particule ionisante. En 1963 au CERN, les chambres à bulles ont, entre autre, permis de visualiser les premières interactions de neutrinos.

Grâce à une meilleure connaissance des phénomènes physiques survenant dans les gaz et aux progrès de l'électronique apparurent les chambres à étincelles (1960).

Quarante ans après l'invention du compteur Geiger-Müller, en 1968, G.Charpak et ses collaborateurs ont montré qu'il était possible de construire des chambres proportionnelles multifils (MWPCs) où chaque fil serait un détecteur indépendant [15]. Très rapidement les physiciens reconnurent les avantages substantiels des chambres multifils, à savoir leur bonne précision spatiale et temporelle et leur relative rapidité. La résolution spatiale des MWPCs fut améliorée un an après leur découverte par les chambres à dérive qui fonctionnent suivant le même principe que les chambres à fils mais où le temps du signal est utilisé pour la mesure d'une coordonnée spatiale supplémentaire. Dans les années 70, les expériences utilisant les chambres à fils se multiplièrent.

Les chambres à fils sont à l'heure actuelle des instruments incontournables de la physique des particules. La contribution fondamentale qu'elles ont apportée à la physique des Hautes Energies a été reconnue en 1992 par l'attribution du prix Nobel de Physique à Georges Charpak.

Malgré l'intérêt toujours croissant que suscitent les détecteurs solides auprès de la communauté des Hautes Energies, les efforts de recherche dans le domaine des détecteurs gazeux sont encore importants comme en témoigne l'invention en 1988 par Anton Oed d'un nouveau concept de détecteurs gazeux : les MSGCs pour Multi Strip Gas Chamber [16]. Le principe de ces chambres s'inspire à la fois des célèbres MWPCs et des détecteurs au silicium. En 1996, I. Giomataris et ses collaborateurs ont introduit le détecteur MICROMEGAS (MICRO MEesh Gaseous Structure) [17]. L'année suivante, en 1997, le détecteur GEM (Gas Electron Multiplier) a été introduit par F. Sauli [18]

Avant de décrire quelques détecteurs gazeux, rappelons leur principe de fonctionnement. Un détecteur gazeux est constitué d'un volume de gaz dans lequel des électrodes créent un champ électrique pour collecter les électrons sur les anodes et les ions sur les cathodes. La mesure se décompose en trois processus physiques bien distincts :

- Ionisation dans le gaz par interaction des particules incidentes
- Dérive des charges vers les électrodes
- Multiplication des électrons à l'anode dans un champ électrique intense et collection des charges sur les électrodes.

Chaque processus dépend de la nature du gaz dans le détecteur et les deux derniers processus dépendent aussi de la configuration des électrodes.

1.3 Les détecteurs gazeux récents

1.3.1 Les chambres proportionnelles multifils (MWPC)

Avant les années 70, tous les détecteurs de traces étaient de nature optique et chaque événement était analysé un par un, cliché par cliché. Tout instrument électronique était

donc particulièrement attendu. Une possibilité était d'assembler une série de tubes proportionnels. Mais cette solution ne s'avérait pas pratique sur le plan mécanique. En 1968, une révolution est survenue avec l'invention de la chambre proportionnelle multifils par G. Charpak (*Multi Wire Prooportionnal Chambers*).

En effet G. Charpak a montré qu'une matrice de fils d'anode régulièrement espacés dans la même chambre fonctionne comme un assemblage de tubes proportionnels. De plus, avec les développements de l'électronique à base de transistors, chaque fil peut avoir son propre amplificateur intégré dans la chambre. La chambre à fils a été rapidement adoptée en physique des particules et a stimulé de nouvelles générations d'expériences.

Le dispositif mécanique et la configuration électrostatique des MWPCs sont représentés sur la figure 1.1. Une série de fils d'anode parallèles est entourée en son centre par deux plans de cathodes. Un plan de cathodes peut être soit une feuille métallique soit une grille de fils.

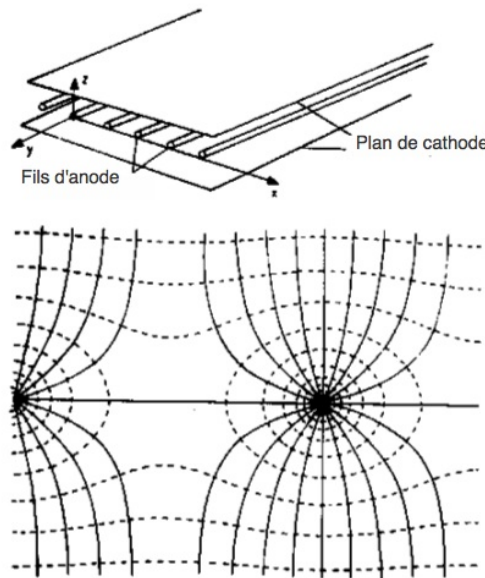


FIGURE 1.1 – *Principe de fonctionnement d'un MWPC. Sur la figure du bas sont représentées les lignes de champ en verticale et les lignes équipotentiels en horizontale [19].*

Le fonctionnement d'une chambre à fils peut être résumé ainsi : au passage d'une particule chargée, les atomes ou molécules de gaz sont ionisés et des électrons sont libérés dans le gaz. Sous l'influence d'un champ électrique, ces électrons migrent vers l'anode. Le champ électrique étant très intense au voisinage immédiat de l'anode, un processus multiplicatif se produit quand l'énergie cinétique gagnée par l'électron entre deux collisions dépasse le seuil d'ionisation du gaz. Un signal est induit sur les électrodes par le mouvement des charges créées à l'intérieur du champ électrique. La localisation du fil sur lequel un signal est enregistré indique la position du passage de la particule chargée dans la chambre.

D'un point de vue mécanique, il convient d'utiliser des fils de l'ordre de la dizaine de micromètres afin d'obtenir un champ électrique suffisamment grand pour une bonne amplification.

Les gaz choisis pour fonctionner avec ce type de chambre sont souvent un mélange de gaz noble comme l'argon ou le xénon associé à un *quencher* comme l'isobutane ou l'éthane. Le rôle du *quencher* est de contenir l'avalanche par absorption des photons *UV* émis par désexcitation radiative des molécules d'argon ou de xénon. Ces additifs possèdent de nombreux états de vibration, rotation, excitation à des niveaux plus bas que le gaz porteur et ceci avec des sections efficaces élevées. Le *quencher* dissipe donc l'énergie en excès par des processus non radiatifs.

Dans le cas d'une chambre MWPC, la résolution spatiale dépend de l'espacement des fils d'anode. Elle est égale au pas des fils d'anode (c'est à dire la distance entre deux fils) divisé par $\sqrt{12}$. Cette résolution peut être améliorée par l'utilisation de chambres avec un espacement d'anode plus petit. Cependant, du fait des contraintes électrostatiques, il est difficile de descendre en dessous de 1 mm d'espacement entre les fils et donc de descendre la résolution à moins de 300 μm .

Des gains d'amplification de 10^5 peuvent être atteints avant de quitter le fonctionnement de type mode proportionnel. Le mode proportionnel est un régime de fonctionnement du détecteur où la charge détectée est proportionnelle à l'énergie déposée. La largeur du plateau, c'est-à-dire la région en tension où la chambre fonctionne sans étincelles à pleine efficacité pour des particules au minimum d'ionisation, est de l'ordre d'une centaine de volts.

L'efficacité d'une chambre à fils est proche de 100 %. Mais cette valeur dépend du flux de particules. C'est la conséquence de la charge d'espace qui se crée suite à une accumulation d'ions autour du fil. Cette perte peut être compensée par une augmentation du champ électrique près des fils. Il faut noter cependant que la largeur du plateau est alors plus faible. A très haut flux, la perte ne pourra donc pas être compensée : la densité de charge est si grande que des décharges se produisent dans la chambre. En règle générale, il devient fort difficile d'utiliser des chambres à un taux de comptage supérieur à $10^4 \text{ particules/mm}^2/\text{s}$.

Un autre problème rencontré dans ce type de chambre est l'instabilité mécanique des fils d'anode due à la répulsion électrostatique.

1.3.2 Les chambres à dérive

En 1970, les physiciens ont amélioré la précision des chambres proportionnelles multifils par une nouvelle méthode. Celle-ci consiste à mesurer le temps de migration des électrons sur chaque fil d'anode pour en déduire la position du point d'impact de la particule par rapport à l'anode. Cette mesure se réalise en considérant l'instant où la particule passe dans la chambre (temps de référence donné par des détecteurs auxiliaires) et celui où apparaît le signal anodique. A chaque temps mesuré est associée une position. La relation entre le temps et la distance est calculée au préalable par calibration du détecteur.

La figure 1.2 illustre le fonctionnement d'une chambre à dérive. En principe la structure des MWPCs peut être utilisée pour les chambres à dérive. Néanmoins, afin d'obtenir une relation linéaire entre le temps de dérive et la position, le champ électrique doit être uniforme. Pour cela, la structure de la chambre est légèrement modifiée. La cellule de dérive est définie d'un côté par un fil d'anode et de l'autre côté par un fil de cathode.

Afin de créer un champ électrique uniforme dans la cellule, une série de fils ou de pistes cathodiques est disposée le long de celle-ci. Les potentiels appliqués sur ces cathodes varient uniformément de zéro devant le fil d'anode pour atteindre quelques milliers de Volts en face de la cathode. Les zones de dérive utilisées couramment sont de l'ordre de 5-10 cm.

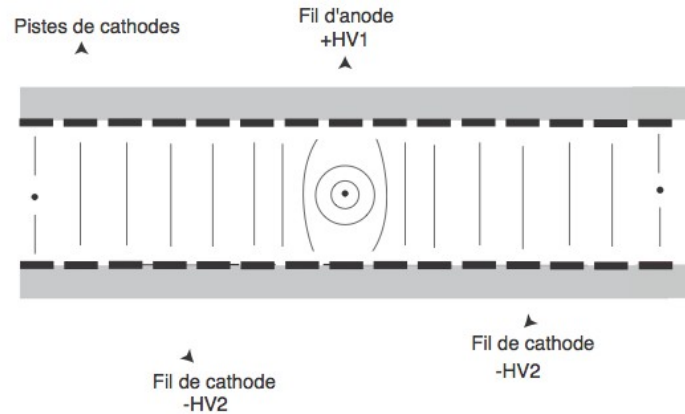


FIGURE 1.2 – *Principe de fonctionnement d'une chambre à dérive [19].*

La résolution spatiale des chambres à dérive est limitée principalement par trois facteurs :

- La tolérance mécanique sur le positionnement des fils d'anode pour des grandes surfaces de chambres.
- La connaissance de la relation temps-distance. Le gaz est choisi de telle sorte que la vitesse de dérive soit pratiquement constante en fonction du champ électrique. Les principales sources d'incertitude proviennent soit de la géométrie de la chambre (position des fils), soit d'une variation de la vitesse de dérive. Des variations de quelques ppm du mélange gazeux ou des conditions de température et de pression peuvent modifier la vitesse de dérive de façon notable [20].
- La diffusion des électrons de dérive. Soumis à des chocs élastiques sur les molécules de gaz, les électrons de dérive subissent sur leur parcours des fluctuations statistiques qui ont comme effet d'élargir le paquet d'électrons autour de sa position centrale et par voie de conséquence la distribution des temps d'arrivée des signaux anodiques.

La résolution spatiale des chambres à dérive est de l'ordre de $150\ \mu\text{m}$. Avec des cellules de dérive très courtes ($\approx 5\ \text{mm}$), des résolutions de $50\ \mu\text{m}$ ont été obtenues [21].

Les avantages des chambres à fils (MWPCs et chambres à dérive) sont :

- Une bonne efficacité
- Un faible quantité de matière
- Une grande surface de détection
- Un faible nombre de voies électroniques à employer (dans le cas des chambres à dérive) : typiquement 1 voie tous les $5\ \text{cm}$ pour une résolution spatiale de $150\ \mu\text{m}$
- Un faible coût

Les inconvénients des chambres à fils sont :

- Un temps d'occupation important
- Un effet instantané de la charge d'espace : l'accumulation des ions positifs diminue le champ électrique au voisinage du fil et donc le gain
- Un flux : limité par l'effet espace de charge, il est difficile de faire fonctionner des chambres à fils à un flux supérieur à $10^4 \text{ particules/mm}^2/\text{s}$
- Un mauvais pouvoir de séparation double trace (la résolution double trace est de l'ordre de 1.5 mm)
- L'ambiguïté gauche-droite complique la reconstruction des traces.

1.3.3 Les chambres à tubes

Les chambres à tubes [22] sont des enceintes gazeuses cylindriques avec au centre un fil très fin porté à un potentiel positif. Les parois du cylindre sont en métal, généralement de l'aluminium, et elles sont connectées à la masse. La haute tension est appliquée à travers une impédance de $1 \text{ M}\Omega$. Le signal sur le fil est lu à la sortie d'un préamplificateur. Un module électronique (TDC, *Time Digital Converter*) enregistre le temps d'arrivée du signal, c'est-à-dire le temps de dérive des électrons dans la cellule. Le temps de dérive est ensuite converti en distance par une connaissance très précise de la relation temps-distance déterminée par calibration. Bien que considérés comme l'ancêtre des détecteurs gazeux, les compteurs proportionnels n'en restent pas moins largement utilisés de nos jours grâce à leur facilité de construction associée à une bonne résolution spatiale ($\approx 80 \mu\text{m}$). De plus, d'énormes progrès ont été apportés tant sur le plan mécanique qu'au niveau de l'électronique.

1.3.4 Les Chambres à micro-pistes (MSGC)

Les MSGCs (Micro Strips Gas Chamber), sont des détecteurs de trace qui sont faits pour supporter la haute luminosité avec un fort taux de comptage. Les MSGCs ont le même principe de fonctionnement que les chambres à fils à la différence que les fils d'anode sont remplacés par des pistes conductrices, gravées à l'échelle du micron sur un substrat isolant.

Le principe de fonctionnement du détecteur est présenté sur la figure 1.3. Ils'agit d'une séquence d'électrodes planes, alternativement anodes et cathodes dont la période est typiquement de $200 \mu\text{m}$. L'enceinte gazeuse est définie par ce plan de pistes et par un plan métallique placé à 3 mm au-dessus du substrat. Ces deux plans délimitent l'espace gazeux où le passage d'une particule produit des paires électron-ion qui, après multiplication, créent un signal sur les électrodes. Dans une telle configuration, l'avalanche a lieu près des pistes où le champ électrique est très intense.

1.3.5 Les MICROMEGAS

Les détecteurs MICROMEGAS (MICRO MESH Gaseous Structure), inventés en 1996 par Ioannis Gioamataris et ses collaborateurs, sont issus du développement des chambres à fils. Par rapport aux chambres à fils, ils ont une meilleure résolution spatiale ($\leq 50 \mu\text{m}$) et une plus grande rapidité de formation du signal.

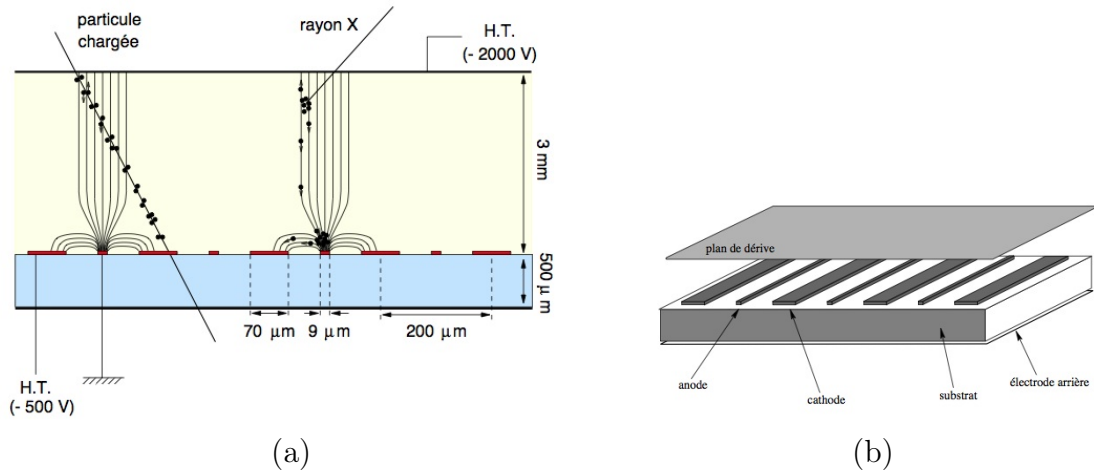


FIGURE 1.3 – (a) Principe de fonctionnement et (b) vue en trois dimensions d'un détecteur MSGC [19].

Principe de fonctionnement

Les Micromegas sont des détecteurs gazeux à faces parallèles fortement asymétriques. Le principe est de séparer la zone de dérive de la zone d'amplification par une microgrille très fine (quelques microns d'épaisseur) et non plus par une grille de fils.

L'espace d'ionisation (de dérive) qui est de l'ordre de quelques millimètres est séparé de celui d'amplification de l'ordre d'une centaine de micromètres. Cela permet une capture rapide des ions créés lors de l'avalanche, ainsi il y a une réduction du temps mort du détecteur. L'espace d'ionisation ou de dérive est délimité par une cathode, appelée dérive et une microgrille qui joue le rôle d'anode. L'espace d'amplification est quant à lui délimité par des pistes ou des pads en cuivre et la microgrille placée à une centaine de microns de ces derniers (figure 1.4-a).

Les électrons créés dans l'espace de conversion dérivent vers la microgrille sous l'effet du champ électrique et passent entre les trous de celle-ci (effet d'entonnoir figure 1.4-b), grâce au rapport élevé des champs entre les deux espaces d'amplification (de l'ordre du kV/cm) et de dérive (de quelques dizaines de kV/cm). Dans la zone d'amplification, une avalanche électrique se produit. Le signal induit est alors collecté par les pistes ou pixels de lecture.

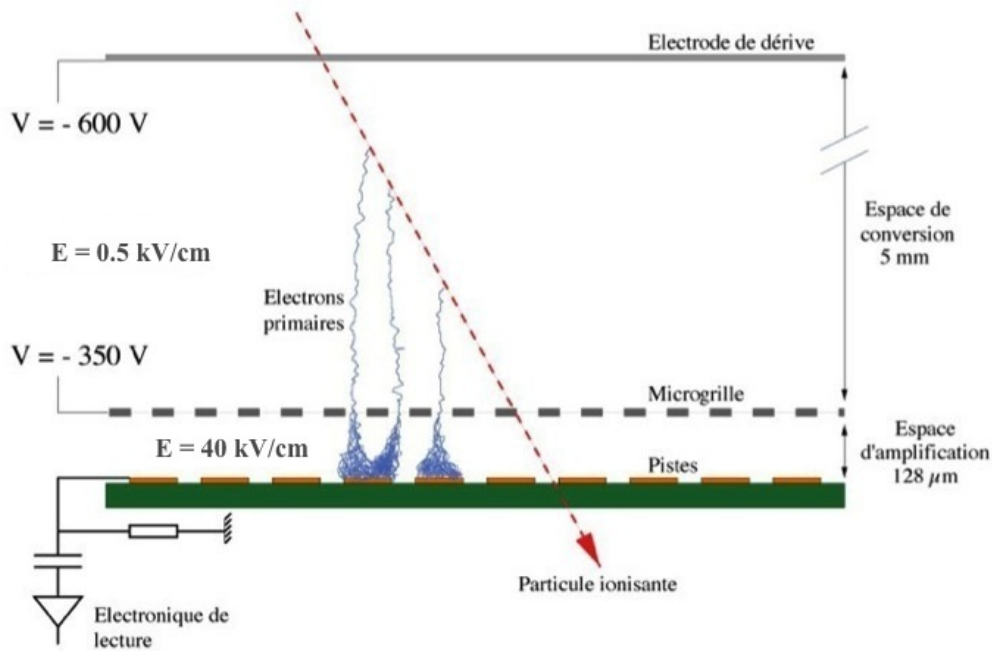
Fabrication

Pour les premiers Micromegas un espaceur était collé sur le plan d'anode et la microgrille était suspendue au-dessus. Tout au début, des espaceurs utilisés étaient des fils de pêche d'un diamètre de $100\ \mu m$. Cette technique qui a permis les premières mesures, ne permettait pas de réaliser avec assez de précision l'homogénéité de la distance entre la microgrille et le plan d'anode. Par la suite, cette technique a été remplacée par la lithographie sur le plan d'anode. Cette génération a été utilisée dans les années 2000 dans les expériences NTOF [23], COMPASS [24] ou CAST [25].

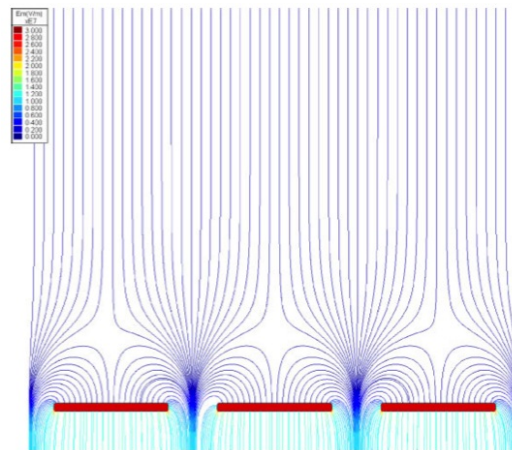
D'autres technologies ont été utilisées pour la fabrication de Micromegas comme :

- « Bulk », la grille est remplacée par une microgrille [26]. En utilisant la méthode lithographie, la grille est encapsulée sur la partie isolante. Dans cette technique,

le plan d'anode et la microgrille forment une seule unité.



(a)



(b)

FIGURE 1.4 – Détecteur MICROMEGAS (a) Schéma de principe (MICROMEGAS standard) [27]; (b) Les lignes de champ électrique [28].

- Microbulk, la structure de Micromegas est obtenue par lithographie et « etching », (gravure) d'une feuille mince ($50\ \mu\text{m}$) de polyimide.
- Anode résistive, dans le but de diminuer les décharges sur la microgrille et de diminuer le nombre de voies électroniques tout en gardant une bonne résolution [29].
- « Gridpix », technologie où la structure Micromegas est intégrée sur un module ASIC micropixel [30].

Les avantages de Micromegas

Les principaux avantages des détecteurs Micromegas

- Faible épaisseur de la zone d'amplification ($20 - 128 \mu m$) qui rend le détecteur quasi insensible aux défauts mécaniques de l'espace d'amplification [31]
- Gain élevé (jusqu'à 10^5)
- Très bonne résolution spatiale (résolution ultime = $14 \mu m$ [32])
- Très bonne tenue à haut flux de particules (jusqu'à $10^7/mm^2/s$ [33])
- Bonne résistance à l'irradiation rapidement constatée [34, 35], confirmée avec la nouvelle génération [36, 37]
- Détection de l'électron unique mesurée en mode photo-détecteur [38] et avec des neutrons [39]
- Possibilité de fabrication à partir de matériaux basse radioactivité comme le cuivre et le kapton [40, 41]
- Remonté des ions dans l'espace de conversion fortement diminuée par la micro-grille qui arrête une fraction importante des ions secondaires créés dans l'avalanche [42].

1.3.6 Les GEM (Gas Electron Multiplier)

Le principe du GEM a été introduit en 1997 par F.Sauli [43]. Dans les détecteurs GEM l'espace d'amplification est séparé du plan de lecture. Le GEM est constitué d'une feuille de Kapton de $50 \mu m$ d'épaisseur cuivrée sur les deux faces et percée de trous. Les trous, représentés sur la figure 1.5-a ont une largeur de $100 \mu m$ et sont espacés tous les $200 \mu m$. Ils sont percés soit par gravure électrochimique soit par laser. En appliquant une différence de potentiel entre les deux faces métallisées, on crée un champ électrique très intense $\approx 100 kV/cm$ [44]. Les lignes de champ sont représentées sur la figure 1.5-b les électrons de dérive subissent un phénomène d'avalanche dans le trou. Le gain à la sortie du GEM peut être de plusieurs milliers.

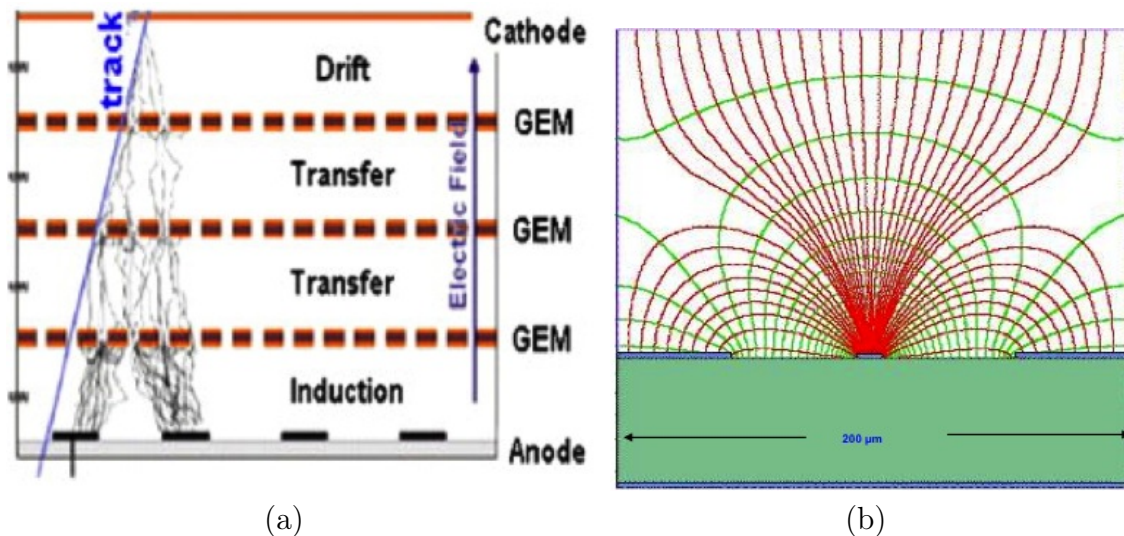


FIGURE 1.5 – (a) Un détecteur GEM de multis étages [28]; (b) les lignes de champ électrique près d'un trou [45].

Cet amplificateur peut être couplé avec une MSGC ou bien avec un simple plan de pistes. Il est disposé dans l'espace de dérive délimitant ainsi deux espaces de conversion (voir figure 3.16). Les électrons créés dans le premier espace de conversion dérivent vers les trous du GEM dans lesquels ils sont multipliés.

Les tests en faisceau ont montré que l'on pouvait atteindre une résolution spatiale de l'ordre de $50 \mu m$. Toutefois, ces détecteurs ne sont pas exempts de claquages. Une solution pour résoudre le problème des claquages consiste à combiner plusieurs éléments multiplicateurs. Cela est facilement réalisé en plaçant un GEM devant une MSGC ou bien en superposant plusieurs GEMs. Ces détecteurs permettent d'atteindre des gains beaucoup plus hauts ou bien, à un gain donné, ils permettent de fonctionner dans des conditions plus stables. En effet, chaque étage d'amplification opère à un gain beaucoup plus faible que dans une structure simple étage. De plus, une plus grande dispersion des avalanches réduit la densité de charge.

1.3.7 Les Chambres à Projection Temporelle (TPC)

La TPC (Time Projection Chamber), inventée par David Nygren [46], est un détecteur de particules de base installé sur les collisionneurs qui détermine la position et l'énergie de la particule incidente.

La figure 1.6-a est le schéma de principe d'une TPC d'ancienne génération ; la nouvelle génération avec une puce Medipix2/Timepix [47] est présentée sur la figure 1.6-b.

Dans son principe, une TPC combine les avantages des chambres à dérive et la précision des chambres proportionnelles à fils. Elle peut être constituée d'une grande enceinte gazeuse cylindrique (1.6-a). L'enceinte est séparée en son plan de symétrie par une plaque haute tension portée à un potentiel négatif. Une cage électrostatique assure un champ électrique uniforme et homogène. Deux chambres proportionnelles multifils sont ainsi disposées de chaque côté du cylindre. Lorsqu'une particule chargée traverse le volume sensible de la TPC, perpendiculairement à l'axe du cylindre, des paires électron-ion sont créées par ionisation. Sous l'action du champ électrique, les électrons issus de l'ionisation dérivent à vitesse constante ($\approx 5 \text{ cm}/\mu s$) parallèlement à \vec{E} jusqu'à l'une ou l'autre des extrémités de la TPC. La détection des électrons en fin de dérive est réalisée dans les secteurs de chambres proportionnelles à fils.

L'ensemble du détecteur baigne dans un champ magnétique parallèle au champ \vec{E} . Le parallélisme des champs électriques et magnétiques est la propriété essentielle sur laquelle repose tout le principe d'une TPC. Le parallélisme entre les champs présente un nouvel avantage : le champ magnétique, en focalisant les électrons de dérive autour des lignes de champ selon des trajectoires hélicoïdales, atténue considérablement l'effet de la diffusion transverse des électrons de dérive durant leur long parcours jusqu'aux chambres à fils. Sans champ magnétique, la diffusion dominerait et rendrait plus difficile la reconstruction des traces.

Identification des particules

Pour une impulsion donnée, le pouvoir d'identification des particules dans la TPC repose sur la mesure de perte d'énergie par ionisation lors de la traversée du gaz. Néanmoins, du fait des nombreuses fluctuations à laquelle est soumise cette mesure (perte d'énergie, gain de chaque fil, pression), l'identification est souvent ambiguë.

Les caractéristiques d'une TPC

Les TPCs allient de bonnes performances dans la mesure de la position des particules à une relative facilité de reconstruction, sans ambiguïté gauche-droite comme c'est le

cas dans les chambres à dérive.

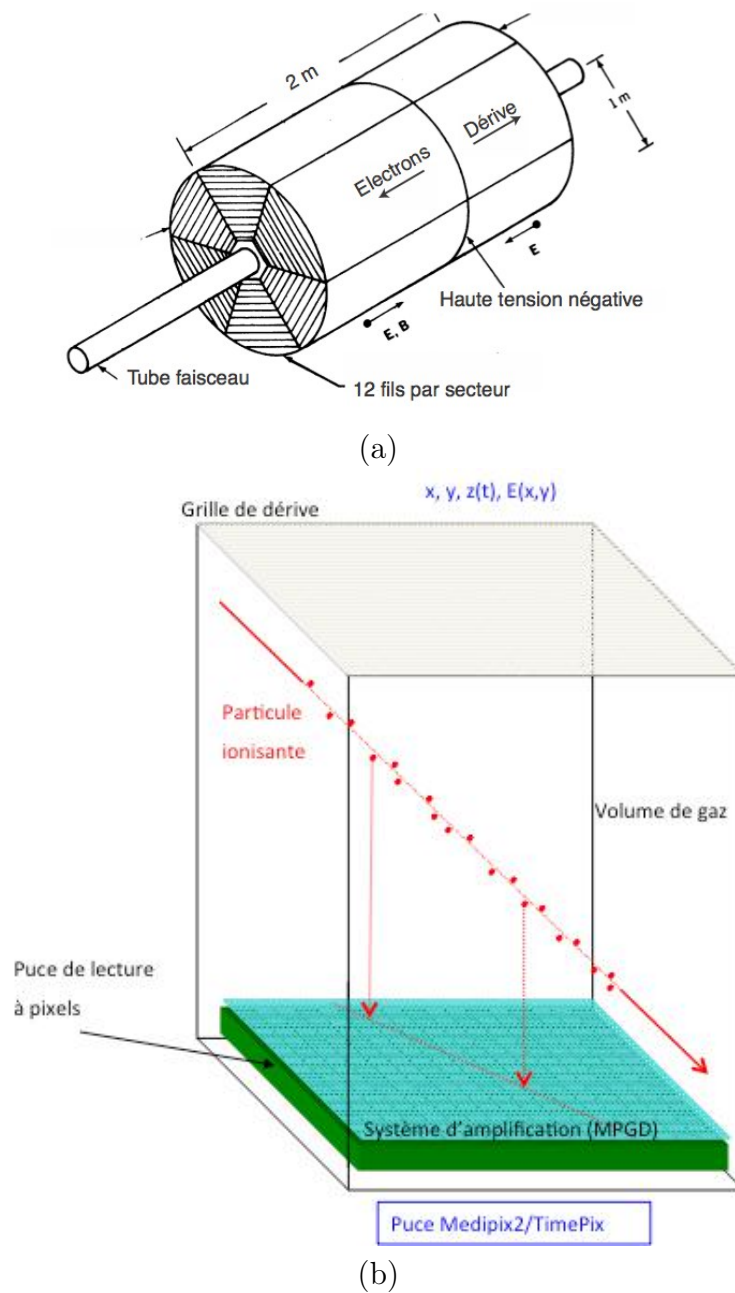


FIGURE 1.6 – Schéma de principe de TPC; (a) ancienne génération [19]; (b) nouvelle génération [48].

Les avantages de la TPC

- Une mesure de la trajectoire en trois dimensions
- Une bonne résolution spatiale
- Un grand nombre de points de mesure par unité de longueur de radiation (la longueur de radiation moyenne d'une TPC est de l'ordre de 1 % de X_0)
- Un bon pouvoir de séparation des traces proches

Les inconvénients

- L'espace de charge produit par les ions positifs dans la TPC limite la précision spatiale.
- Le temps d'occupation de la TPC empêche son utilisation dans une expérience à très haut flux.

Les Micromegas avec la technologie bulk sont utilisées dans des TPC présentes dans de nombreuses expériences de physique des particules et de physique nucléaire.

Dans le domaine de la recherche d'événements rares, nous pouvons citer l'expérience T2K [49] au Japon (physique du neutrino) ou la collaboration MIMAC [50] (recherche de la matière noire).

1.3.8 Conclusion sur les détecteurs gazeux

Depuis l'invention des MWPCs par Georges Charpak et des TPCs par David Nygren, de nombreuses modifications ont conduit à la génération des Micro Pattern Gaseous Detectors (MPGD). Parmi eux, les détecteurs Micromegas sont utilisés dans différents domaines de physique comme la physique à haute énergie (HEP), l'astroparticule et la physique nucléaire. Ils sont également utilisés ou ils sont en cours de développement dans les applications sociétales comme la détection de feu de forêt, les caractérisations géologiques, la recherche de pétrole et la sécurité intérieure. On peut résumer cette évolution sur l'arbre généalogique présenté sur la figure 1.7.

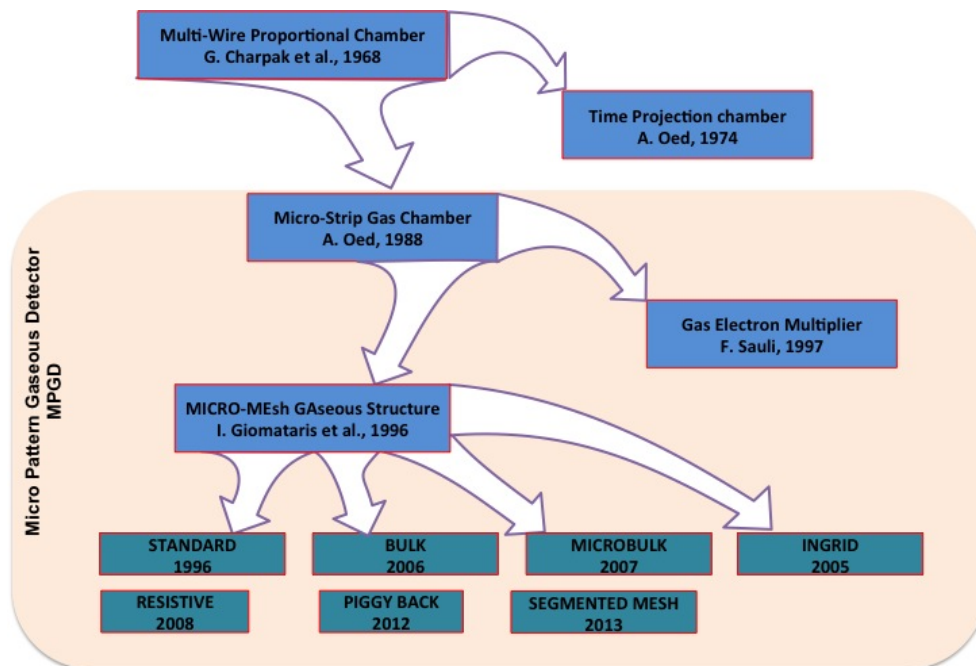


FIGURE 1.7 – L'arbre généalogique des détecteurs gazeux depuis MWPC jusqu'aux MICROMEGAS et ses différentes technologies de fabrication [28].

Après avoir revu en bref quelques détecteurs gazeux et leur principe de fonctionnement, nous allons consacrer le chapitre suivant à un nouveau type de détecteur gazeux, le SPC.

Troisième partie

Détecteur Proportionnel Sphérique

Sommaire

1	Les premiers détecteurs sphériques	45
2	Objectifs et enjeux scientifiques	46
3	Applications potentielles du SPC	46
4	Principe de détection du SPC	47
5	Interactions des particules avec la matière	48
5.1	Particules chargées	48
5.1.1	Perte d'énergie	49
5.1.2	Distribution de la perte d'énergie des particules chargées . . .	50
5.1.3	Processus d'ionisation	51
5.2	Interaction des photons	52
6	Le champ électrique	58
6.1	Le champ électrique idéal	58
6.2	Champ électrique avec le support de la bille	59
6.3	Champ électrique avec le correcteur de champ	60
7	Migration et diffusion des charges sous l'influence d'un champ électrique	62
7.1	La fonction de distribution de l'énergie des particules chargées	62
7.2	Vitesse de dérive	63
7.3	Diffusion	64
7.3.1	Diffusion longitudinale et diffusion transverse	65
7.4	Recombinaison des électrons	66
7.5	Mobilité des ions	67
8	L'amplification dans le détecteur sphérique	68
8.1	Gain du détecteur	68
8.2	Distribution de Polya	69
8.3	Mesure du gain	71
8.4	Résolution en énergie et Facteur de Fano	71
9	La formation du signal	73
9.1	Fonction de transfert du préamplificateur	73
9.2	Avalanche d'un électron de dérive	73
9.3	Notion de déficit balistique	74
9.4	Signal d'une avalanche	75

9.5	Signal pour un dépôt d'énergie ponctuel dans le gaz	76
10	Spécificité de la détection des particules dans SPC	77
10.1	Dépôt ponctuel	78
10.2	Traces contenues dans le volume	79
10.3	Traces traversant le volume	80
11	Méthodes d'analyse	81
11.1	Analyse par le temps de montée du signal	81
11.2	Autres paramètres d'analyse	83
12	Conception du détecteur	84
12.1	L'environnement du détecteur	84
12.2	Sphère	84
12.3	La canne	85
12.3.1	Étanchéité	86
12.3.2	Centrage de la bille	87
12.3.3	Étincelles	88
12.3.4	La bille	90
12.3.5	Le disque correcteur de champ électrique	93
12.3.6	Le support de fixation Bille/Parapluie	95
12.3.7	Cas particulier du support fixation conique résistif bille/parapluie	95
12.3.8	Le tube de la canne	96
12.4	La chaîne d'acquisition	97
12.4.1	La partie analogique de la chaîne d'acquisition	97
12.4.2	La partie numérique de la chaîne d'acquisition	100
13	Calibrations et études systématiques du détecteur à Saclay	102
13.1	Etudes systématiques du détecteur	102
13.2	Mélanges gazeux	103
13.3	Mesure du temps de dérive	104
13.4	Mesure du temps de montée	105
13.5	Mesure du gain	106
13.6	Calibration du détecteur	107
13.6.1	Calibration à moyenne énergie	108
13.6.2	Calibration à basse énergie	109
13.6.3	Calibration à très basse pression	110
13.6.4	Calibration selon la taille de la bille	111
13.7	Amélioration du système de détection	111
14	Conclusion	113

1 Les premiers détecteurs sphériques



FIGURE 1.1 – *I. GIOMATARIS inventeur du détecteur sphérique aux côtés de G. CHARPAK, prix Nobel de physique 1992, invité au CEA de Saclay (2008).*

Ioannis Giomataris a eu l'idée de transformer des cavités sphériques du LEP [51] en détecteur sphérique gazeux [52] (figure 1.1). Trois de ces cavités en cuivre ont été transformées en SPC (Spherical Proportionnel Counter). Le premier détecteur a été installé à Saclay en 2005. Aujourd'hui encore, ce premier détecteur permet d'optimiser les paramètres du détecteur sphérique

Une deuxième cavité a été installée au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) [53] pour la détection de neutrons [54]. Ce détecteur a été depuis transféré au IHEP⁹ en Chine.

Une troisième cavité est installée au laboratoire physique de AUTH¹⁰ en Grèce pour étude et dans un but pédagogique auprès d'étudiants.

Un autre détecteur sphérique en inox est en phase de développement à UNIZAR¹¹ en Espagne.

Le détecteur sphérique - SEDINE -, qui fait l'objet principal de cette thèse, a été installé au LSM. Conçu pour la recherche des événements rares à basse énergie, ce détecteur,

9. Institute of High Energy Physics [55]

10. Aristotle University of Thessaloniki [56]

11. Universidad de Zaragoza [57]

a été installé en souterrain et construit spécialement en cuivre de basse radioactivité.

L'objectif à long terme est de construire une grande sphère sur le même principe que SEDINE mais avec une grande masse de cible gazeuse.

Ce projet met désormais en jeu la collaboration de plusieurs laboratoires internationaux, attirés par son potentiel.

2 Objectifs et enjeux scientifiques

Le détecteur sphérique est un nouveau concept de détection des particules ionisantes qui peut s'appliquer à de nombreux domaines de la recherche en physique. Il présente un débouché potentiel pour des applications industrielles en particulier métrologie et sécurité nucléaire.

Ses principales caractéristiques sont :

1. Facilité de fabrication et de mise en œuvre pour un coût très compétitif.
2. Faible capacité électrique ($< 1 \text{ pF}$) induisant un très faible bruit de fond électronique permettant d'atteindre un très bas seuil en énergie.
3. Voie de détection unique pour la lecture des signaux.
4. Excellente résolution en énergie pour les particules contenues dans la sphère.
5. Identification des événements à dépôt d'énergie ponctuel dans le gaz par la mesure du temps de montée du signal.
6. Spectroscopie des neutrons par réactions de capture.
7. Sensibilité à l'électron unique.
8. Possibilité de grandes masses de cible en conservant un seuil très bas en énergie.
9. Stabilité et robustesse.
10. Fonctionnement en mode scellé.

3 Applications potentielles du SPC

Le SPC peut être utilisé dans différents domaines de la physique fondamentale ;

- Matière noire ; recherche de la matière noire légère. Des résultats expérimentaux et certains développements théoriques suggèrent que la matière noire pourrait avoir une masse inférieure à 10 GeV . Une particule légère de matière noire pourrait échapper à la détection des expériences actuelles (bolomètre de Ge ou Xenon liquide à deux phases) à cause de leur seuil en énergie trop élevé ($\gtrsim 1 \text{ keV}$). Le seuil en énergie actuellement atteint par le détecteur sphérique pourrait ouvrir une nouvelle fenêtre de détection sur les masses légères de matière noire, d'autant que le détecteur offre la flexibilité de changer la cible (le gaz).
- Supernova ; une sphère de 4 m de diamètre en utilisant un gaz comme Xe à 10 bar peut détecter 1000 neutrinos pour l'explosion d'une Supernova galactique à

10 kpc ¹². Un réseau mondial de plusieurs de ces détecteurs simples, stables et bon marché, a été proposé [58].

- Mesure de l'interaction cohérente de neutrino.
- Moment magnétique des neutrinos ; afin d'aller au delà de la limite actuelle des expériences ($10^{-10} \mu_B$).

Après avoir évoqué ses différentes applications, nous allons ici nous intéresser à son principe de fonctionnement.

4 Principe de détection du SPC

Il s'agit d'un détecteur gazeux basé sur une géométrie sphérique qui combine simplicité et robustesse. Le détecteur allie un large volume de dérive et une amplification proportionnelle à une seule voie d'amplification pour détecter les particules ionisantes. Le principe de détection, dans ce volume sphérique, est comme dans tous types de détecteurs gazeux où le détecteur est capable de détecter des rayonnements dans une géométrie 4π .

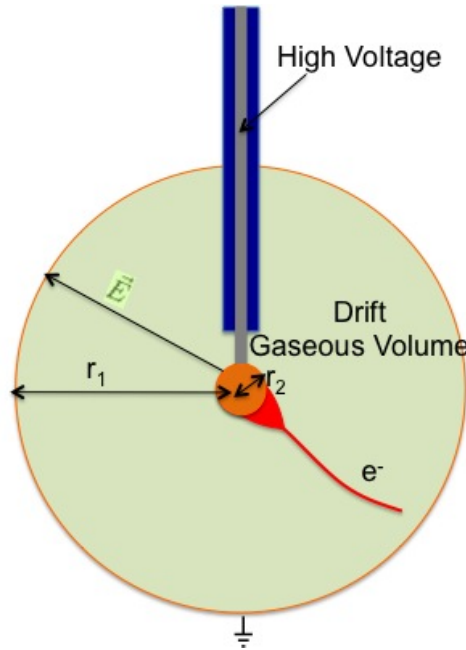


FIGURE 4.1 – *Illustration du principe de détection dans le volume sphérique rempli de gaz. L'électrode centrale, la bille, portée à haute tension est maintenue par son support, la canne. L'électron dérive vers le centre, crée une avalanche à quelques millimètres de la bille sous l'effet du champ électrique élevé.*

Lorsqu'une particule chargée traverse le gaz, elle interagit en excitant et en ionisant des molécules du gaz créant des paires électron-ion le long de son trajet. Lorsqu'un photon se convertit dans le gaz il y a création de paires électron-ion. Le champ électrique radial qui règne dans le volume gazeux fait migrer les ions vers la cathode et les électrons

12. 1 $kpc \approx 30 \times 10^{18} km$

vers l'anode où ils peuvent être amplifiés. Comme dans tous les détecteurs gazeux, le principe d'amplification du détecteur sphérique (SPC) est le suivant : à leur arrivée près de l'anode, où règne un champ électrique élevé, les électrons se multiplient par le phénomène d'avalanche induisant un signal électrique détectable. Le signal capté par l'amplificateur de charge est induit par le mouvement des ions créés dans l'avalanche. La figure 4.1 illustre le principe de détection dans le SPC.

La quantité moyenne d'énergie nécessaire pour qu'il y ait création d'une paire ion-électron dans un gaz est plus grande que l'énergie de liaison de l'électron le moins lié dans la molécule. Il peut donc y avoir perte d'énergie de la particule incidente sans ionisation (facteur de quenching), par exemple par excitation de la molécule. Il faut une énergie de l'ordre de 30 eV pour créer une paire ion-électron dans les gaz usuels.

En présence du champ électrique, les électrons dérivent vers l'anode en diffusant par collisions multiples sur les molécules du gaz. En chemin, l'électron peut se recombiner avec un ion pour redonner un atome neutre, c'est le phénomène d'attachement qui fait perdre de l'information sur l'énergie déposée par la particule.

Connaissant maintenant le principe de détection du SPC, nous allons aborder le principe d'interaction des particules avec la matière.

5 Interactions des particules avec la matière

Dans le cas du détecteur proportionnel gazeux sphérique, sensible au passage des particules ce sont les interactions électromagnétiques qui sont les processus dominants.

5.1 Particules chargées

Lorsque la particule chargée traverse le gaz du détecteur, elle interagit avec le nuage électronique des atomes du gaz et perd de l'énergie. Cette énergie est transférée aux atomes du gaz suivant deux phénomènes :

- Création de paires électron-ion par collision avec le nuage d'électrons de l'atome.
- Excitation de l'atome qui retourne dans son état fondamental par réarrangement interne en émettant un photon. Dans le cas d'un mélange gazeux, la désexcitation d'un atome A peut entraîner l'ionisation d'un atome B si celui-ci a un potentiel d'ionisation plus bas. Il s'agit de l'effet Penning [59] :



Pour les particules plus lourdes que les électrons, c'est la principale perte d'énergie. En outre la particule peut réagir avec le noyau atomique :

- Emission d'un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) par interaction avec le champ Coulombien du noyau ou du nuage d'électrons. L'énergie du photon est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente et inversement proportionnelle au carré de sa masse. C'est la raison pour laquelle le Bremsstrahlung n'est significatif que pour les particules de faible masse comme les électrons.
- Diffusion élastique sur le noyau ou sur les électrons du nuage atomique, responsable de la trajectoire de la particule.

5.1.1 Perte d'énergie

A basse énergie, les particules chargées autres que l'électron perdent de l'énergie dans la matière lors de la collision avec le nuage d'électrons de l'atome cible en excitant l'atome ou en l'ionisant.

En mécanique quantique, la perte d'énergie moyenne par unité de longueur de matière traversée est donnée par la formule de Bethe-Bloch [60] :

$$\frac{dE}{dX} = \frac{KZ}{A\beta^2\rho} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 E_{max}}{I^2(1-\beta^2)} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (5.1)$$

avec

$$K = \frac{2\pi N_A z^2 e^4}{m_e c^2}$$

où

- N_A : Le nombre d'Avogadro
- m_e, e : La masse au repos et la charge de l'électron
- Z, A et ρ : Le nombre atomique, la masse atomique et la densité de la cible
- I : Le potentiel moyen d'ionisation
- z : La charge de la particule incidente
- $\beta = v/c$: La vitesse de la particule incidente

Pour pouvoir appliquer la formule de Bethe-Bloch il faut que la particule incidente ait une vitesse plus grande que celle des électrons atomiques ($\beta > 0.01$).

La quantité E_{max} représente le transfert maximum d'énergie permis à chaque interaction. Pour une particule incidente de masse M , cette énergie est donnée par :

$$E_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \quad (5.2)$$

où

- $s = m_e/M$
- $\eta = \beta\gamma$
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

Pour les particules lourdes chargées, $M \gg m_e$, une approximation de E_{max} peut être donnée :

$$E_{max} \simeq 2m_e c^2 \eta^2 \quad (5.3)$$

D'après l'expression 5.1, la perte d'énergie ne dépend pas de la masse de la particule incidente mais uniquement de sa charge z et de sa vitesse β . Elle dépend également de la cible par l'intermédiaire de Z, A, I et ρ .

La figure 5.1 illustre la perte d'énergie pour des muons, des pions et des protons dans différents matériaux.

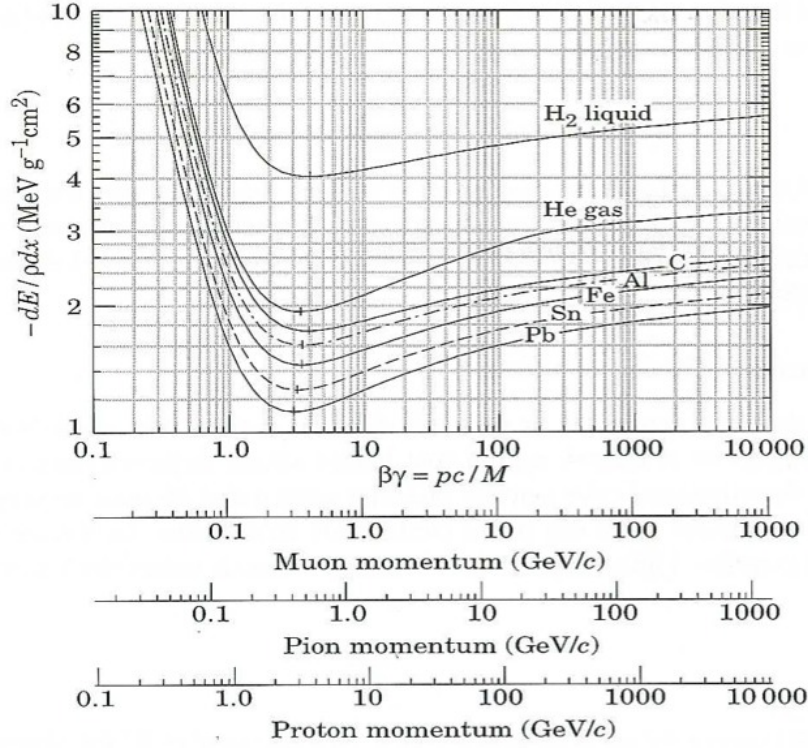


FIGURE 5.1 – Perte d'énergie calculée d'après la formule de Bethe-Bloch pour des muons, des pions et des protons en fonction de leur vitesse dans différents matériaux [61].

Nous constatons que la perte d'énergie décroît rapidement (comme $\beta^{-5/3}$) pour $\beta\gamma < 3$, atteint un minimum pour $\beta\gamma \approx 3.5$ ($1/\rho dE/dX \approx 1 - 2 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$) puis remonte logarithmiquement (en $\ln \gamma^2$) pour les énergies relativistes ($\beta \simeq 1$, $\gamma \gg 1$). Les particules relativistes dont la perte d'énergie est située dans la zone du minimum d'ionisation, appelé MIP (Minimum Ionizing Particle), sont les plus difficiles à détecter car elles interagissent très peu avec la matière.

5.1.2 Distribution de la perte d'énergie des particules chargées

La formule Bethe-Bloch est une valeur moyenne de perte d'énergie d'une particule incidente par ionisation ou excitation du milieu traversé. Lorsqu'il s'agit d'une cible mince, ce qui est le cas du gaz du détecteur sphérique, il y a peu de collisions bien que certaines d'entre elles donnent un grand transfert d'énergie. La perte d'énergie dépend alors des fluctuations dues aux électrons δ . La distribution de dE/dX présente de grandes fluctuations et peut être représentée par une distribution de Landau, décrite théoriquement par Landau et Vavilov [62]. Une approximation de cette distribution, peut s'exprimer sous la forme :

$$F(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right) \quad (5.4)$$

avec

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_0}{\chi} \quad (5.5)$$

où ΔE est l'énergie perdue, ΔE_0 est la perte d'énergie la plus probable et χ est l'énergie moyenne perdue par la particule incidente dans l'épaisseur x de matière traversée.

Le spectre en amplitude (figure 5.2) mesuré dans SPC est un exemple de distribution de Landau. Le pic à environ 1700 ADU ¹³ correspond à la fluorescence X du cuivre (8.1 keV). L'accumulation avec un maximum à 4000 ADU , correspondant à environ 20 keV , est la distribution Landau dans un mélange de Ne (49 %) + He (49 %) + CH_4 (2 %) à 2 bar.

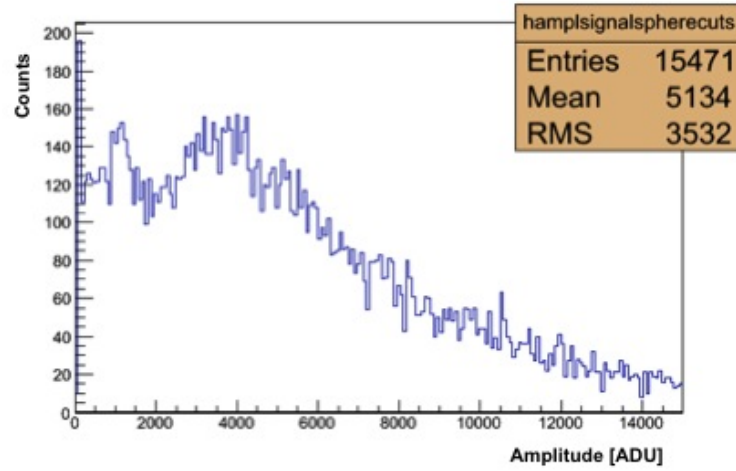


FIGURE 5.2 – Le spectre de distribution Landau (maximum à 4000 ADU) dans le détecteur sphérique pour un mélange de Ne (49 %) + He (49 %) + CH_4 (2 %) à 2 bar. Le pic de 8.1 keV du cuivre est à ≈ 1700 ADU .

5.1.3 Processus d'ionisation

L'ionisation peut se décomposer en deux mécanismes : la particule incidente crée en moyenne n_p paires électron-ion primaires ; certains électrons sont suffisamment énergétiques pour créer à leur tour des paires électron-ion secondaires formant un amas de n_s paires. L'ionisation est ainsi distribuée aléatoirement le long de la trajectoire en n_p amas de n_s paires soit un total de n_T :

$$n_T = n_p \times n_s \quad (5.6)$$

Ce nombre n_T de paires électron-ion créées par les deux mécanismes d'ionisation s'exprime :

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (5.7)$$

où ΔE est la perte d'énergie moyenne dans le matériau considéré et W_i est l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-ion. Celle-ci, indépendante de l'énergie de la particule incidente, est spécifique du milieu traversé. Le tableau 5.1 donne

13. Analog to Digital Unity ; 1 $ADU \approx 38 \mu V$ (pour notre carte d'acquisition)

les valeurs de W_i pour différents gaz . Le nombre n_p dépend du numéro atomique, de la densité, du potentiel d'ionisation du gaz, de l'énergie et de la charge de la particule incidente.

Gaz	Z	A	ρ [g/cm ³]	W_i [eV]	dE/dX [MeV/g.cm ⁻²]	n_p [cm ⁻¹]	n_T [cm ⁻¹]
H ₂	2	2	$3.38 \cdot 10^{-5}$	37	4.03	5.2	9.2
He	2	4	$1.66 \cdot 10^{-5}$	41	1.94	5.9	7.8
O ₂	16	32	$1.33 \cdot 10^{-3}$	31	1.69	22	73
Ne	10	20.2	$8.39 \cdot 10^{-4}$	36	1.68	12	39
Ar	18	39.9	$1.66 \cdot 10^{-3}$	26	1.47	29.4	94
Xe	54	131.3	$5.49 \cdot 10^{-3}$	22	1.23	44	307
CO ₂	22	44	$1.86 \cdot 10^{-3}$	33	1.62	33.6	91
CH ₄	10	16	$6.7 \cdot 10^{-4}$	28	2.21	16	53
DME	26	46	$2.1 \cdot 10^{-3}$	26	1.85	55	160

TABLE 5.1 – Nombre moyen d'ionisations primaires n_p et totale n_T dans différents gaz pour des particules au minimum d'ionisation [63].

On peut constater que le nombre d'électrons primaires produits diminue lorsqu'on passe de l'argon au néon ou à l'hélium. Dans le cas du détecteur sphérique, nous utilisons quelques pourcentages de quencher, comme le méthane.

Le nombre d'électrons primaires étant faible, le phénomène d'ionisation primaire suit une distribution de Poisson, à savoir si n est le nombre moyen d'électrons primaires produit dans une épaisseur x du détecteur, alors la probabilité d'en obtenir k est

$$P(n|k) = \frac{n^k}{k!} e^{-n} \quad (5.8)$$

L'inefficacité du détecteur est la probabilité d'obtenir zéro électron, égale à :

$$P(n|0) = e^{-n} \quad (5.9)$$

L'inefficacité est inférieure à 1% pour $n > 4.6$. On en conclue qu'il suffit que la particule au minimum d'ionisation traverse quelques millimètres de gaz dans le détecteur pour être efficacement détectée.

5.2 Interaction des photons

Il y a trois processus électromagnétiques d'interaction des photons avec la matière (figure 5.3) :

- a) Effet photoélectrique pour lequel un électron du cortège atomique est émis suite à l'absorption du photon
- b) Effet Compton pour lequel le photon entre en collision avec un Électron libre ou un électron très faiblement lié à un atome

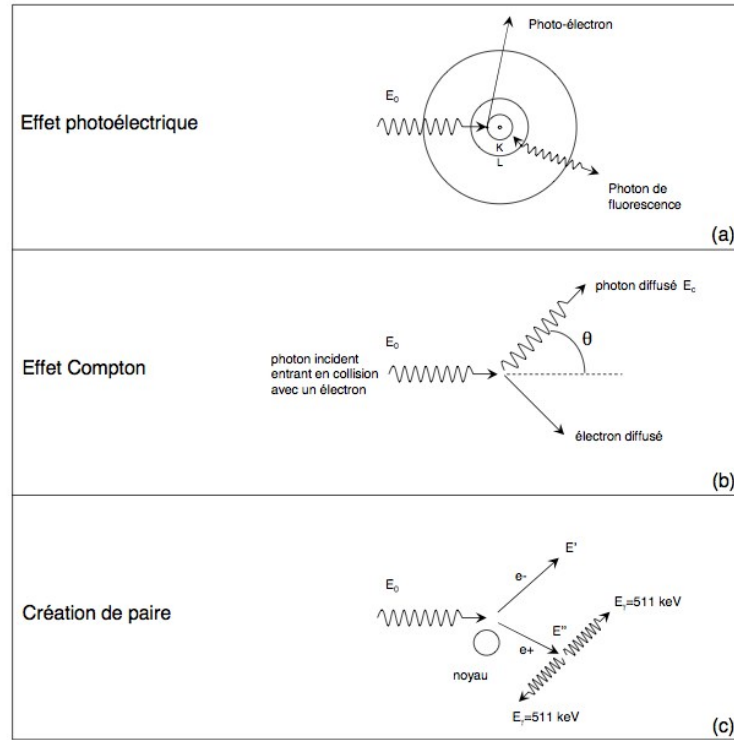


FIGURE 5.3 – Illustration des trois processus d'interaction rayonnement-matière [64].

- c) Production de paires pour laquelle l'énergie du photon incident se convertit en masse sous forme d'une paire électron-positron lorsqu'il interagit avec le champ Coulombien du noyau

La figure 5.4 présente les zones de domination de chacun de ces processus. L'effet photoélectrique est dominant à basse énergie, typiquement $E_\gamma < 100\text{-}200\text{ keV}$, la diffusion Compton est dominante pour des énergies de quelques MeV, la production de paires au delà. Je vais détailler chacun de ces processus.

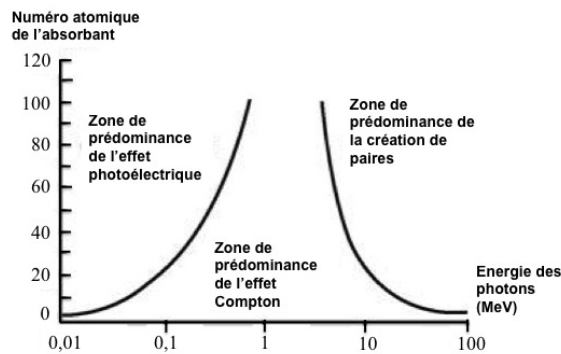


FIGURE 5.4 – Zones dominantes des trois processus d'interaction rayonnement-matière en fonction de l'énergie du rayonnement et du Z de la matière.

a) Effet Photoélectrique :

Cet effet correspond à l'absorption du photon d'énergie $h\nu$ par un atome. La section efficace d'absorption du photon dépend du numéro atomique Z de l'atome de la cible et elle varie en Z^5 d'après la formule suivante [60] :

$$\Phi/\Phi_0 = 4\alpha^4\sqrt{2} \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{\frac{7}{2}} Z^5 \quad (5.10)$$

avec α la constante de structure fine :

$$\alpha = \frac{1}{137} \quad (5.11)$$

et :

$$\Phi_0 = \frac{8}{3}\pi r_e^2 = 6.651 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (5.12)$$

C'est la raison pour laquelle les atomes avec un numéro atomique élevé sont plus intéressants pour la détection des photons.

Par effet photoélectrique le photon est absorbé en arrachant un électron à l'atome qui devient un ion positif excité :

$$\gamma + \text{atome} \rightarrow \text{atome}^{*+} + e^- \quad (5.13)$$

L'énergie de l'électron, E_e , est la différence entre l'énergie du photon incident, $h\nu$, et l'énergie de liaison de l'électron arraché, E_{nlj} :

$$E_e = h\nu - E_{nlj} \quad (5.14)$$

Un des gaz les plus utilisés dans les mélanges des détecteurs gazeux est l'argon dont la structure de l'atome est présentée sur la figure 5.5.

Si le photon incident à une énergie supérieure à l'énergie de liaison de la couche K , alors dans la majorité des cas ($\approx 85\%$) il arrache un électron de cette couche ; sinon, un électron d'une autre couche avec une probabilité beaucoup plus faible. Le tableau 5.2 présente l'énergie de liaison des différentes couches de l'atome de l'argon.

Quasi instantanément, l'ion excité retourne à son état fondamental par émission d'un photon, dit fluorescence X , ou d'un électron Auger. Pour un atome d'argon, la probabilité de la fluorescence X est de l'ordre de 20 % et pour l'électron Auger de l'ordre de 80 %.

K	L_1	L_2	L_3	M_1	M_2	M_3
$1_{s1/2}$	$2_{S1/2}$	$2_{P1/2}$	$2_{P3/2}$	$3_{S1/2}$	$3_{P1/2}$	$3_{P3/2}$
3208.9	326.3	250.6	248.6	29.2	15.8	15.8

TABLE 5.2 – *Energie de liaison (eV) des différentes couches de l'atome d'argon.*

a.1) Fluorescence X :

Dans le processus de la fluorescence l'ion excité retourne à son état fondamental. Le trou créé par l'électron arraché est comblé par un électron d'une couche

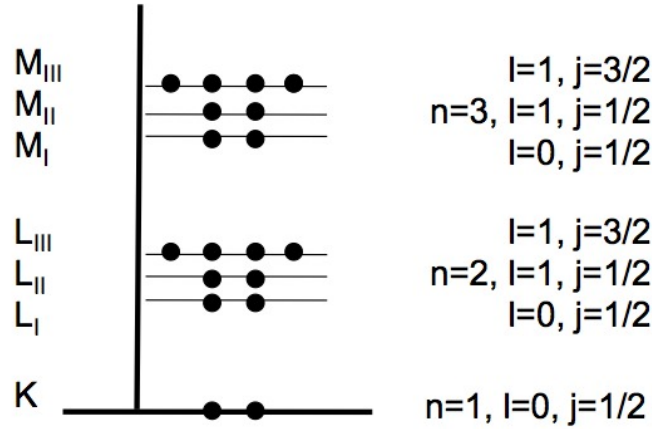
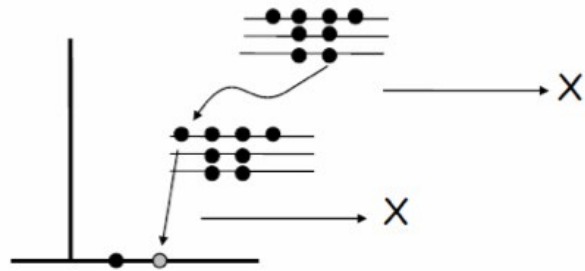


FIGURE 5.5 – Structure atomique de l'argon.

supérieure avec émission d'un photon X dont l'énergie est la différence entre les énergies de liaison des deux couches (figure 5.6). Cette énergie s'écrit :

$$E_X = E_{n'l'j'} - E_{nlj} \quad (5.15)$$

FIGURE 5.6 – Illustration du phénomène de la Fluorescence X .

Le déplacement de l'électron obéit aux règles de sélection de la mécanique quantique :

$$\Delta l = \pm 1; \Delta j = 0, \pm 1$$

- S'il y a un trou dans la couche K , il y a une équiprobabilité de transition entre les deux couches L_2 et L_3 vers la couche K (ces deux couches ont quasiment le même niveau d'énergie). La règle de sélection autorise une transition de la couche M vers la couche K
- S'il y a un trou dans la couche L_1 , il y a une équiprobabilité de transition entre les deux couches M_2 et M_3 vers la couche L_1 (ces deux couches ont quasiment le même niveau d'énergie)
- S'il y a un trou dans la couche L_2 il y a une transition possible de la couche M_2 vers la couche L_2 .
- S'il y a un trou dans la couche L_3 , il y a une transition possible de la couche M_1 vers la couche L_3

a.2) Emission Auger :

Dans le processus de l'émission Auger l'ion excité retourne à son état fondamental. L'énergie libérée d'un électron descendant d'une couche supérieure vers une couche plus proche du noyau pour remplir un trou peut éjecter un électron du cortège, dit « électron Auger ». Cette énergie est :

$$E_e = (E_{n'l'j'} - E_{nlj}) - E_{n''l''j''} \quad (5.16)$$

où $E_{n''l''j''}$ est l'énergie de liaison de l'électron émis.

L'émission de l'électron Auger suit la même règle que la fluorescence X concernant la transition électronique. Ce phénomène est présenté sur la figure 5.7

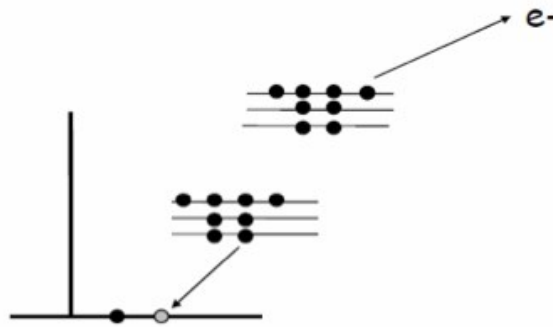


FIGURE 5.7 – Illustration du phénomène d'effet Auger.

Le processus de la fluorescence et de l'émission Auger est utilisé pour la calibration en énergie du détecteur sphérique en irradiant son volume rempli d'Ar par une source de ^{55}Fe . Le photon X d'énergie 5.9 keV interagit avec un atome d'argon par effet photoélectrique car son énergie est largement inférieure à 100 keV , Il arrache un électron d'énergie de 2.7 keV de la couche K (3.2 keV , cf. tableau 5.2). Dans 15 % des cas, un photon de fluorescence X d'énergie 2.9 keV est émis (transition radiative, $K \rightarrow L$). Ce photon s'échappe en général du détecteur sans se convertir dans le gaz. Dans les autres cas où il y a émission d'un électron Auger il n'y a pas de perte radiative, donc toute l'énergie du photon initial se retrouve en ionisation d'où les deux pics observés : un pic correspondant au photon X de la source à 5.9 keV et l'autre caractéristique de l'échappement dans l'argon à 3 keV ($5.9 \text{ keV} - 2.9 \text{ keV}$).

b) Effet Compton :

La diffusion Compton est l'interaction d'un photon avec un électron libre ou quasi libre. La probabilité que le photon interagisse par cet effet est d'autant plus importante que son énergie est élevée. La figure 5.3 illustre cet effet et la réaction est décrite par la relation suivante :

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^-$$

L'énergie du photon diffusée à l'angle θ , $h\nu'$, est reliée à l'énergie du photon incident, $h\nu$, par la relation :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{\left(1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)\right)} \quad (5.17)$$

- Pour $\theta = 0$ $h\nu'_{max} = h\nu$
- Pour $\theta = \pi$ $h\nu'_{min} = h\nu / (1 + \frac{2h\nu}{m_e c^2})$
- m_e : masse de l'électron

L'énergie cinétique de l'électron diffusé est donné par :

$$E_e = \frac{h\nu^2(1 - \cos\theta)}{m_e \left(1 + \frac{h\nu}{m_e} (1 - \cos\theta)\right)} \quad (5.18)$$

c) Création de paires :

En présence d'un champ Coulombien, comme celui du noyau d'un atome, un photon peut s'annihiler en une paire électron-positron comme présenté sur la figure 5.3, pourvu que son énergie soit supérieure à deux fois la masse de l'électron ($2 \times 511 \text{ keV}$) :

$$\gamma + \gamma^* \rightarrow e^+ + e^-$$

L'énergie en excès est transmise sous forme d'énergie cinétique à la paire. Le bilan énergétique est le suivant :

$$E_0 = E' + E'' + 2m_e c^2 \quad (5.19)$$

où E_0 est l'énergie de photon ($h\nu$), E' et E'' représentent les énergies cinétiques de l'électron et du positron respectivement.

La section efficace d'interaction de l'effet de paire σ_p est une fonction complexe de l'énergie E_0 du photon γ incident. Il existe toutefois deux secteurs de la bande des photons γ de haute énergie où cette fonction peut être décrite d'une manière satisfaisante par une expression analytique. Le premier de ces deux secteurs concerne les photons γ dont l'énergie répond à la double inégalité suivante :

$$m_e c^2 \ll E_0 \ll 137 m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}} \quad (5.20)$$

où Z est le numéro atomique du matériau. Dans ce cas, la section efficace d'interaction de l'effet de paire est décrite avec une bonne précision par l'expression suivante :

$$\sigma_p = \frac{4}{137} \pi N \frac{Z^2}{A} r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{E_0}{m_e c^2} \right) - \frac{109}{54} \right] \quad (5.21)$$

où Z et A sont les nombres de charge et de masse du matériau, N le nombre d'Avogadro et r_e le rayon classique de l'électron. Le secteur en énergie défini par la double inégalité 5.20 correspond au cas où l'effet d'écran des électrons de l'atome est considéré comme négligeable. Comme indiqué sur la figure 5.4, il s'agit du secteur où l'effet de paire commence à l'emporter sur l'effet Compton quand on balaye le domaine γ par énergie croissante.

L'autre secteur du domaine γ correspond à l'inégalité :

$$E_0 \gg 137m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}} \quad (5.22)$$

et rassemble les photons les plus énergétiques, où la section efficace d'interaction de l'effet de paire est décrite avec une bonne précision par une expression analytique. Contrairement au précédent, l'effet d'écran des électrons de l'atome est total dans ce cas. La section efficace d'interaction de l'effet de paire est alors bien décrite par l'expression suivante :

$$\sigma_p = \frac{4}{137} \pi N \frac{Z^2}{A} r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(183 Z^{-\frac{1}{3}} \right) - \frac{1}{54} \right] \quad (5.23)$$

L'expression 5.23 montre que la section efficace devient indépendante de l'énergie du photon initial. Dans les cas intermédiaires, la section efficace doit être déterminée numériquement.

Nous souhaitons maintenant discuter de l'uniformité du champ électrique obtenue dans le détecteur sphérique.

6 Le champ électrique

6.1 Le champ électrique idéal

Le champ électrique et son uniformité dans la cavité sphérique joue un rôle essentiel pour le fonctionnement optimal du détecteur SPC.

Dans un premier temps, nous considérons le cas idéal dans le détecteur sphérique où une électrode chargée serait maintenue au centre de la sphère sans support. A la condition qu'il n'y ait aucune perturbation, les lignes de champ sont des rayons de la sphère comme présenté sur la figure 6.1-a.

Si la bille est positionnée au centre de l'enceinte sphérique et porte une charge Q , nous pouvons calculer le champ électrique en tout point de la sphère en utilisant le théorème de Gauss : le flux du champ électrique envoyé à travers une surface fermée S quelconque est proportionnel à la charge électrique totale contenue dans le volume délimité par cette surface [65]

$$\oiint_S \vec{E} d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon} \quad (6.1)$$

où ϵ est la permittivité du gaz (de l'ordre de 0.1 pF/cm).

L'intégration sur une sphère du rayon r donne :

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{Q}{r^2} \quad (6.2)$$

D'après l'équation de Maxwell $E = -\nabla V$, en intégrant nous obtenons le potentiel :

$$V(r) = - \int E(r) dr = - \frac{Q}{4\pi\epsilon} \int \frac{dr}{r^2} = \frac{Q}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r} + C^t \quad (6.3)$$

En appliquant les conditions aux limites : tension de la bille $V(r_2) = V_0$, enceinte à la masse $V(r_1) = 0$ nous obtenons :

$$V = V_0 \rho \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} \right) \quad (6.4)$$

avec :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \quad (6.5)$$

et :

$$V_0 = \frac{Q}{4\pi\epsilon\rho} \quad (6.6)$$

d'où la capacité du détecteur :

$$C = 4\pi\epsilon\rho \quad (6.7)$$

qui est dans le cas du détecteur actuel inférieure à 1 pF . Pour une bille de 3 mm de diamètre la capacité est de 0.3 pF . Cette très faible valeur est une propriété remarquable de ce détecteur lui conférant un bruit électronique intrinsèque extrêmement bas. D'après la relation 6.2 le champ électrique E peut s'écrire :

$$E(r) = \frac{V_0}{r^2} \rho \quad (6.8)$$

Cette condition n'est qu'une approche théorique du détecteur sphérique. Dans la pratique, un support est utilisé pour positionner l'électrode centrale et ce support apporte des perturbations que l'on va chercher à minimiser.

6.2 Champ électrique avec le support de la bille

Un support est nécessaire afin de positionner la bille au centre de la sphère. Dans le cas du détecteur sphérique (à Saclay), la bille est maintenue au centre de l'enceinte par un tube en cuivre appelé « canne ». Le tube est traversé par le fil de haute tension appliquée à la bille. La simulation, effectuée avec le programme «COMSOL Multiphysics¹⁴», montre que la présence du fil haute tension perturbe les lignes de champ électrique dans l'enceinte (présenté dans la figure 6.1-b). Nous constatons que dans la partie haute de la sphère qui contient la canne, les lignes de champ ne convergent pas vers la bille. Afin de corriger ce défaut, un disque correcteur est introduit sur le support en amont de la bille.

14. COMSOL Multiphysics, un programme de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis [66]

6.3 Champ électrique avec le correcteur de champ

Un disque correcteur, appelé parapluie, est disposé quelques millimètres en amont de la bille. Celui-ci et la bille sont alimentés par deux fils isolés qui traversent le tube support en cuivre lui-même relié à la masse. Bille et parapluie sont portés à deux tensions différentes HV_1 et HV_2 . En appliquant la tension HV_2 au disque correcteur, celui-ci joue le rôle de parapluie et corrige les lignes de champ autour du tube (6.1-c). Ainsi, on retrouve un champ uniforme dans le volume de la sphère.

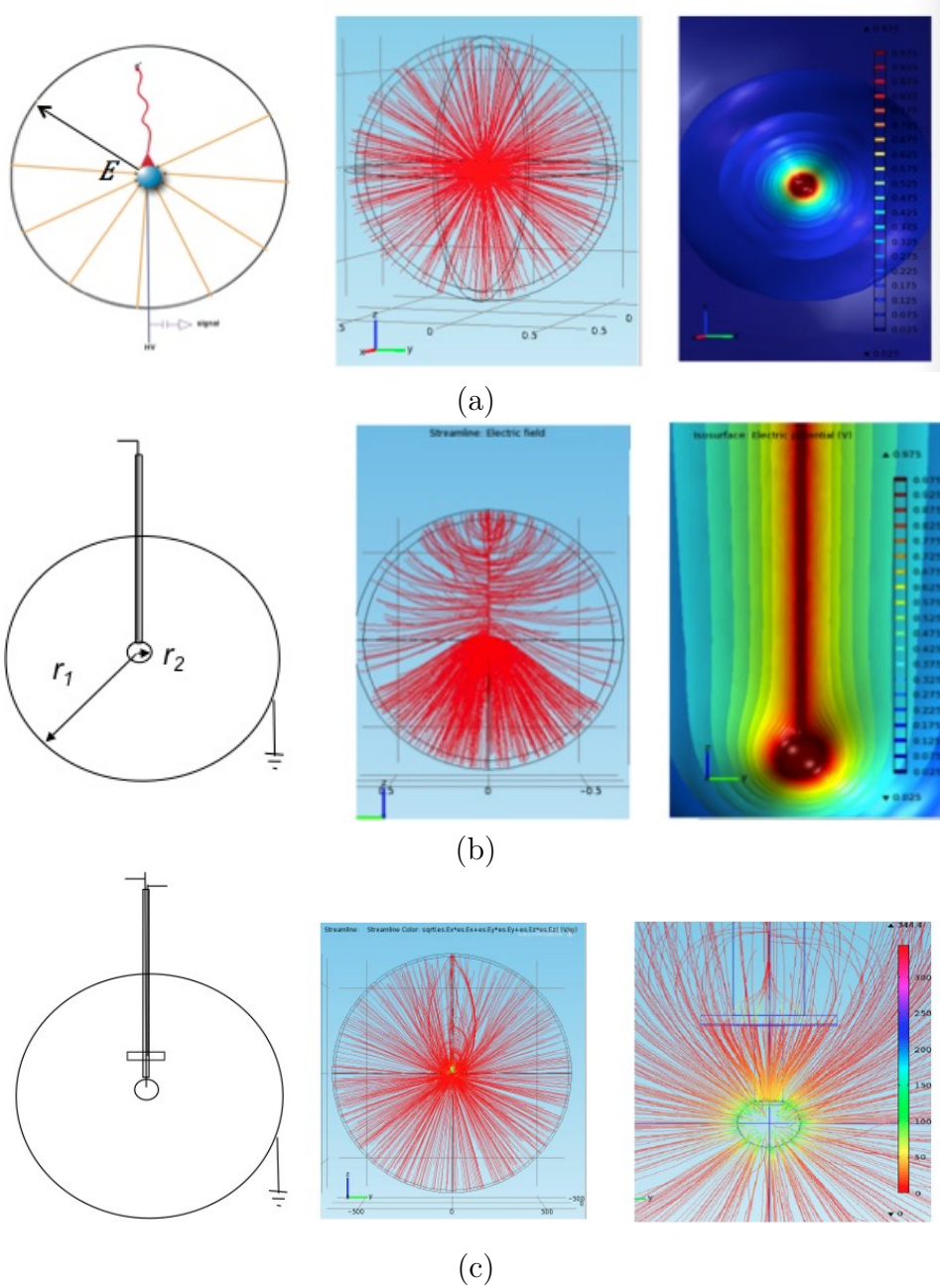


FIGURE 6.1 – (a) Le détecteur dans sa configuration théorique avec l'électrode centrale positionnée au centre de l'enceinte sphérique. Les lignes de champ sont uniformes et représentent les rayons de la sphère. Les équipotentiels sont des sphères ; (b) L'électrode centrale est maintenue par son support. Les lignes de champ sont perturbées par le passage du fil de haute tension appliquée à l'électrode centrale. Les équipotentiels ne sont plus sphériques ; (c) un disque correcteur de champ est ajouté à quelques millimètres en amont de l'électrode centrale (cas utilisé). Les lignes de champ redeviennent quasi radiales. A droite, un zoom autour de l'électrode centrale montre l'effet du disque correcteur. Les lignes de champ ne sont perturbées que dans une faible fraction du volume de l'enceinte.

Après avoir reconsidéré l'uniformité (quasi complète) du champ électrique dans le SPC, nous allons présenter ici la migration de la diffusion des charges sous son influence.

7 Migration et diffusion des charges sous l'influence d'un champ électrique

Dans les détecteurs à ionisation comme le détecteur sphérique, il est important de connaître le comportement des électrons et des ions dans le gaz, ce qui caractérise le fonctionnement du détecteur. Le mouvement des charges est décrit par la théorie cinétique des gaz. En particulier la diffusion lors de la dérive sous l'effet d'un champ électrique [63].

7.1 La fonction de distribution de l'énergie des particules chargées

Le comportement des électrons dans un gaz sous l'effet d'un champ électrique a fait l'objet d'une étude théorique précise [67]. Elle est basée sur l'équation de transport de Maxwell-Boltzmann qui détermine la fonction, f , de distribution de l'énergie des électrons. Cette fonction prend en compte l'énergie gagnée par les électrons sous l'action du champ électrique celle perdue par collisions multiples avec les atomes et les molécules du gaz :

$$\frac{\partial f(r, v)}{\partial t} = \frac{eE}{m} \cdot \nabla f - v \cdot \nabla f + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (7.1)$$

où v , m et r sont respectivement la vitesse, la masse et la position des électrons. Pour résoudre cette équation, on utilise un développement de la fonction f en polynôme de Legendre. En ne conservant que le terme principal, F_0 , la distribution de l'énergie des électrons est donnée par [68] :

$$F_0(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon} \exp \left(- \int \frac{3\epsilon\Lambda(\epsilon)}{(eE\lambda(\epsilon))^2 + 3\epsilon kT\Lambda(\epsilon)} d\epsilon \right) \quad (7.2)$$

- ϵ énergie de l'électron
- $\lambda(\epsilon)$ libre parcours moyen
- $\Lambda(\epsilon)$ fraction d'énergie perdue à chaque collision
- T température en Kelvin
- k constante de Boltzmann

Le libre parcours moyen, λ , entre chaque collision est fonction de la section efficace, σ et du nombre, N , de molécules par unité de volume. Il est exprimé par :

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma(\epsilon)} \quad (7.3)$$

A la température T (en Kelvin) et à la pression P (en Torr), le nombre N est donné par [63] :

$$N = 2.69 \times 10^{19} \frac{P}{760} \frac{273}{T} \text{molécules.cm}^{-3}$$

Dans l'équation 7.2, $\Lambda(\epsilon)$, la fraction d'énergie perdue à chaque collision est principalement due aux processus d'excitation et d'ionisation des atomes du gaz.

On remarque que si le champ électrique est très faible l'expression $(eE\lambda(\epsilon))^2$ devient négligeable devant $3\epsilon kT\Lambda(\epsilon)$ et on retrouve la distribution de Maxwell.

7.2 Vitesse de dérive

A partir de la fonction de distribution de l'énergie, on peut en déduire la vitesse de dérive des électrons :

$$v(E) = -\frac{2}{3} \frac{eE}{m} \int \epsilon \lambda(\epsilon) \frac{\partial [F(\epsilon) u^{-1}]}{\partial \epsilon} d\epsilon \quad (7.4)$$

où $u = \sqrt{2\epsilon/m}$ est la vitesse instantanée de l'électron non relativiste d'énergie ϵ .

L'ordre de grandeur de la vitesse de dérive des électrons est de quelques 10^7 cm/sec , trois à quatre ordres de grandeur plus grand que celui des ions.

Il est à noter que la présence d'un polluant dans un mélange gazeux, même en très faible proportion peut modifier très notablement les paramètres macroscopiques à savoir influencer la vitesse de dérive et la diffusion des électrons dans le gaz.

Nous avons simulé avec Magboltz [69] la vitesse de dérive dans les principaux mélanges gazeux utilisés (gaz noble + 2 % méthane), à la pression $P = 1 \text{ atm}$. La figure 7.1-a présente la vitesse de dérive en fonction du champ électrique normalisé en pression. Nous constatons que la dérive des électrons est respectivement plus rapide dans les gaz : Ar, Ne, Ne (50 %) + He (50 %) et He. Le temps de dérive maximum des électrons est dominé par la zone de faible champ électrique (figure 7.1-b) où la vitesse est proportionnelle à E/P .

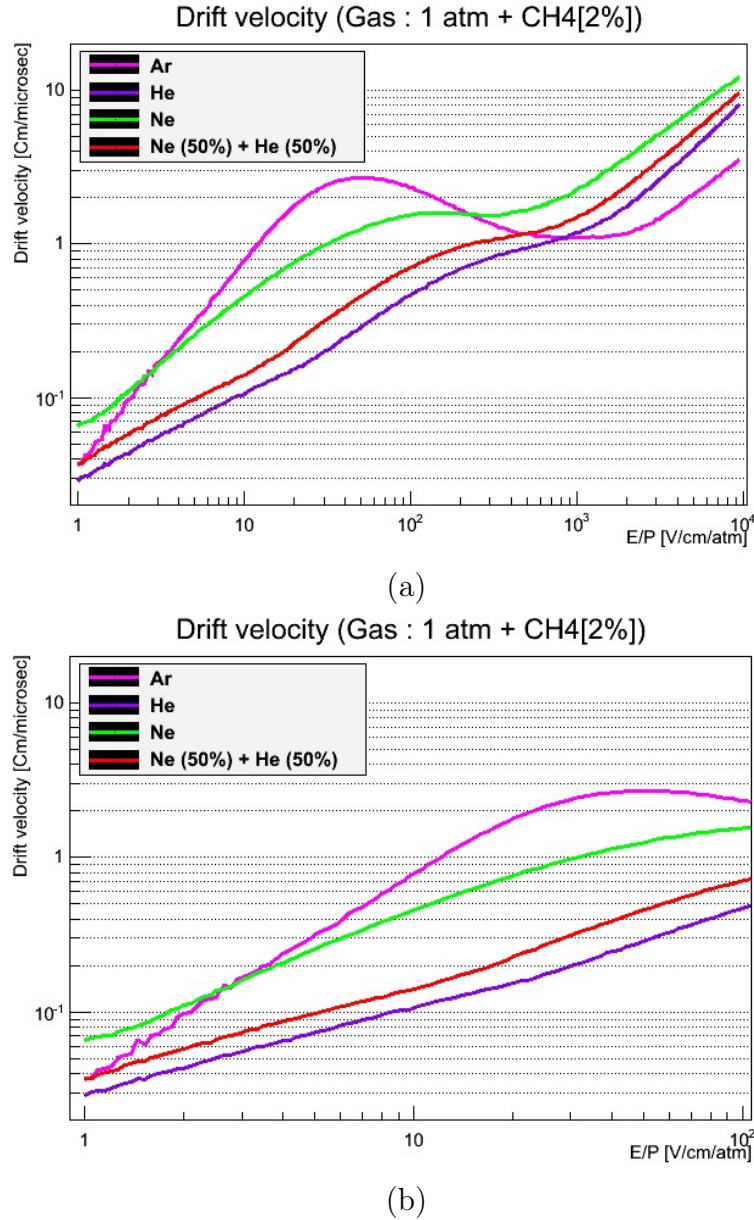


FIGURE 7.1 – La vitesse de dérive dans différents gaz avec 2 % de méthane à 1 atmosphère en fonction du champ électrique, (a) entre 1 et 10⁴ V/cm/atm ; (b) un zoom entre 1 et 10² V/cm/atm.

7.3 Diffusion

En absence de champ électrique, les électrons et les ions produits par l'ionisation perdent leur énergie après multiples collisions avec les molécules du gaz et retrouvent l'équilibre thermique dans le gaz. La vitesse moyenne des charges à l'équilibre thermique, est décrite par la distribution de Maxwell :

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (7.5)$$

où k est la constante de Boltzmann, T est la température et m est la masse des

particules. A champ nul ($\vec{E} = \vec{0}$), les charges se déplacent avec une énergie moyenne de $\epsilon_T = \frac{3}{2}kT \simeq 0.04 \text{ eV}$ dans un gaz aux conditions normales de température et de pression (NTP) et la distribution en énergie suit une loi de Maxwell donnée par :

$$F(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon} \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right) \quad (7.6)$$

Les électrons ayant dérivé sous l'action du champ, la distribution de leur position a une forme gaussienne et peut s'exprimer par :

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (7.7)$$

où dN/N est la fraction des charges se trouvant dans l'élément dx à une distance x après un temps t et D est le coefficient de diffusion. A titre d'exemple, la figure 7.2 représente la distribution spatiale des ions produits dans l'air à différents temps en condition NTP.

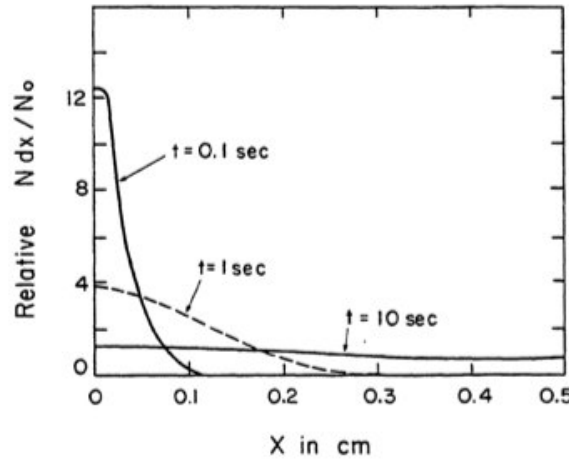


FIGURE 7.2 – La distribution spatiale des ions produits dans l'air à différents temps en condition NTP [63].

En présence d'un champ électrique, le coefficient de diffusion D , est une fonction du champ électrique qui a pour expression :

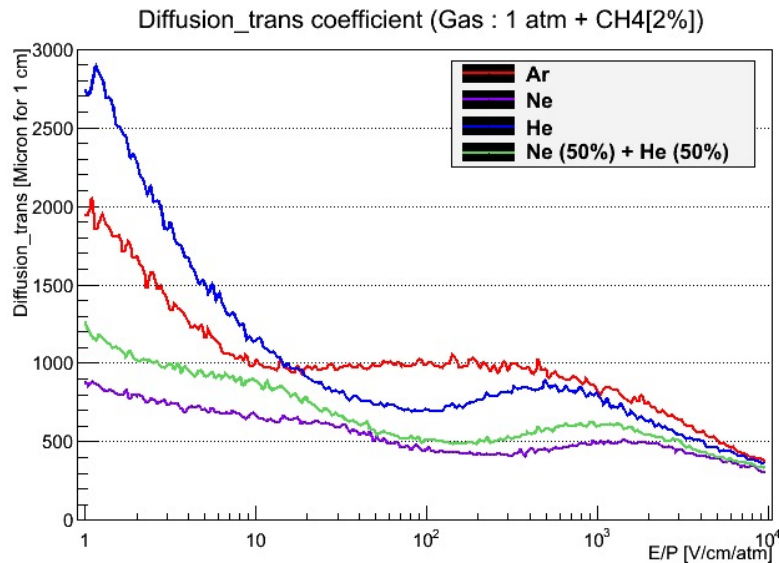
$$D = \frac{1}{3} \int \lambda \epsilon v F_0(\epsilon) d\epsilon \quad (7.8)$$

Cette grandeur induit la résolution spatiale dans le détecteur, détaillée au paragraphe 8.4 .

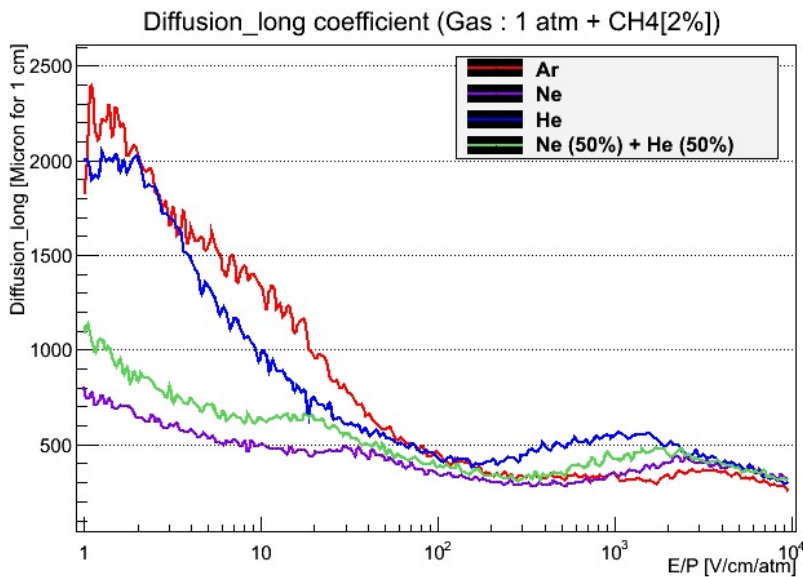
7.3.1 Diffusion longitudinale et diffusion transverse

Les électrons dans le gaz sont accélérés sous l'effet du champ électrique en suivant les lignes du champ. Cependant, leur direction est changée et leur vitesse est modifiée après

chaque collision avec les atomes du gaz. La diffusion est caractérisée par un coefficient de diffusion transverse (figure 7.3 -a), perpendiculaire au champ électrique, et un coefficient de diffusion longitudinale (figure 7.3 -a), le long du champ électrique.



(a)



(b)

FIGURE 7.3 – (a) Diffusion transverse et (b) diffusion longitudinale dans différents gaz avec 2 % de méthane à 1 atmosphère en fonction du champ électrique.

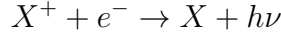
Il est à noter que les coefficients de diffusion diminuent lorsque le champ électrique augmente.

7.4 Recombinaison des électrons

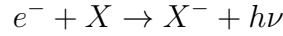
Le processus de recombinaison (attachement) est un comportement opposé à l'ionisation, il s'agit de la capture d'électrons par les molécules du gaz.

Si le nombre de paires électron-ion créé est un paramètre important pour l'efficacité et la résolution en énergie, il est également important que les électrons restent libres assez longtemps pour être collectés.

En absence de champ électrique, les paires électron-ion vont se recombiner sous l'effet de la force coulombienne en émettant un photon :



En présence d'un champ électrique suffisamment grand (quelques fractions de V/cm) cette recombinaison ne peut avoir lieu, car les électrons remontent le champ et les ions le descendent. Cependant, l'électron libre peut être capturé par l'atome électronégatif pour former un ion négatif, c'est le processus d'attachement :



Il s'agit d'atomes ayant leur couche externe presque pleine où la capture d'un électron supplémentaire libère de l'énergie. En conséquence, l'ion négatif formé est stable. L'énergie libérée de cette capture est connue comme « affinité électronique ». Il est évident que la présence des gaz électronégatifs dans le détecteur diminue son efficacité dans la collecte des paires électron-ion en piégeant les électrons avant leur arrivée sur l'électrode. Quelques gaz électronégatifs connus sont : O_2 , H_2O , CO_2 etc .. au contraire des gaz nobles comme He, Ne ou Ar qui n'ont pas d'affinité électronique. La probabilité h de capture d'un électron est quasiment nulle pour un gaz noble. Dans le tableau 7.1 est donnée, le temps moyen de capture ($t = (hN)^{-1}$) en fonction de h et de N le nombre de collisions par unité de temps.

Gaz	h	$N \text{ (s}^{-1}\text{)}$	$t \text{ (s)}$
CO_2	$6.2 \cdot 10^{-9}$	$2.2 \cdot 10^{11}$	$0.71 \cdot 10^{-3}$
O_2	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{11}$	$1.9 \cdot 10^{-7}$
H_2O	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$2.8 \cdot 10^{11}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$

TABLE 7.1 – La probabilité de capture d'un électron, le taux de collisions et le temps moyen de capture dans différents gaz [63].

On constate que, par exemple, le temps moyen de capture d'un électron dans l'oxygène est 190 ns. A comparer à la dizaine de microseconde du temps de parcours des électrons dans le SPC, on ne peut pas admettre de traces d'oxygène pour ne pas perdre en efficacité de collection. D'où l'importance d'avoir une bonne étanchéité du détecteur pour éviter l'ajout de gaz polluants.

7.5 Mobilité des ions

Les ions produits majoritairement par le processus de l'avalanche, subissent comme les électrons des collisions élastiques sur les atomes ou molécules du gaz, mais compte tenu de leur masse leur diffusion est beaucoup plus faible. En conséquence du grand nombre de collisions, la vitesse de dérive des ions se sature et est, en première approximation, proportionnelle au champ électrique. On définit la mobilité des ions, μ , comme

étant le rapport entre leur vitesse et le champ électrique :

$$\mu = \frac{v_{ion}}{E}$$

Par exemple, la mobilité des ions dans l'argon, un des gaz le plus utilisé dans les mélanges gazeux, est de l'ordre de $1.5 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$. La mobilité des ions varie en fonction de leur taille : les ions légers sont plus rapides que les ions lourds.

Dans les paragraphes précédents, nous avons abordé le comportement des électrons et des ions dans le gaz sous l'effet du champ électrique radial. Ils sont ensuite amplifiés sous l'effet d'un champ intense proche de l'électrode.

8 L'amplification dans le détecteur sphérique

8.1 Gain du détecteur

Lorsque les électrons dérivent vers le centre du détecteur, proche de l'électrode où le champ électrique est très intense, ils acquièrent assez d'énergie pour ioniser à leur tour d'autres molécules de gaz. Il y a un processus de multiplication (avalanche) où la charge collectée sur l'électrode centrale est G fois supérieure à celle libérée par l'ionisation. On peut schématiser l'avalanche comme une goutte d'eau (figure 8.1 [70]) qui arrive sur l'électrode centrale avec les électrons situés à l'avant et les ions à l'arrière.

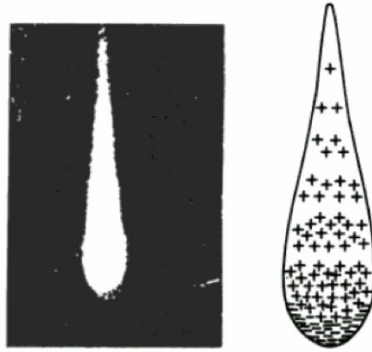


FIGURE 8.1 – À gauche la forme réelle d'une avalanche, rendue visible dans une chambre à brouillard par des gouttelettes de condensation autour des ions [71]. À droite, illustration du phénomène d'avalanche sous forme d'une goutte d'eau.

Si λ est le libre parcours moyen des électrons pour une ionisation secondaire, alors $\alpha = 1/\lambda$ est la probabilité d'ionisation par unité de longueur parcourue, connue comme le premier coefficient de Townsend. Si n est le nombre d'électrons en une position x donnée, après une distance dx le nombre d'électrons aura augmenté de dn

$$dn = n\alpha dx \Rightarrow n = n_0 \exp(\alpha x) \quad (8.1)$$

où n_0 est le nombre de charges initiales. Le gain est alors donné par le rapport du nombre des charges après multiplication sur le nombre des charges initiales :

$$G = \frac{n}{n_0} = \exp(\alpha x) \quad (8.2)$$

Et pour une distance entre deux points x_1 et x_2 , le gain s'exprime :

$$G = \exp \left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right] \quad (8.3)$$

Le facteur de multiplication $\alpha(x)$ ne peut augmenter indéfiniment. Lorsque le champ électrique devient trop intense, des processus secondaires ont lieu, notamment l'émission de photons. Ces photons vont interagir avec le gaz et il y aura des avalanches supplémentaires. Le processus peut s'emballer sous forme de claquages entre les électrodes. Une limite pour α est donné par la condition de Raether [70] :

$$\alpha(x) \approx 20/x$$

ce qui correspond à un gain maximal de l'ordre de 10^8 .

Une approximation simple de α pour un mélange gazeux peut s'exprimer sous la forme [60] :

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot \exp \left(-B \frac{P}{E} \right) \quad (8.4)$$

où A et B sont des constantes qui ne dépendent que du mélange gazeux. Cette formule fait apparaître la dépendance du gain en fonction du champ électrique et de la pression.

Un détecteur à gaz peut ainsi être de trois types distincts, dépendant de l'amplification du signal. Le premier type ($G=1$) est dit chambre d'ionisation ; le courant induit sur l'anode est dû uniquement aux paires primaires libérées au passage de la particule ionisante. Le second type est le compteur proportionnel ; le nombre de paires, n , contenues dans une avalanche est proportionnel au nombre de paires primaires, n_0 ($n = G \times n_0$). Le troisième type est le compteur Geiger-Müller ; ce type de compteur travaille avec des champs électriques très élevés, il y a alors saturation du gain (figure 8.2).

8.2 Distribution de Polya

Le développement de l'avalanche est un processus statistique et le gain du détecteur (le nombre n de charges créées au cours de l'avalanche) va suivre une certaine distribution. Cette dernière dépend de la géométrie du détecteur, du rapport du champ électrique à la pression. Plusieurs modèles tentent de reproduire cette distribution, citons la loi de Furry :

$$P \left(\frac{n}{\bar{n}} \right) = \exp \left(-\frac{n}{\bar{n}} \right) \quad (8.5)$$

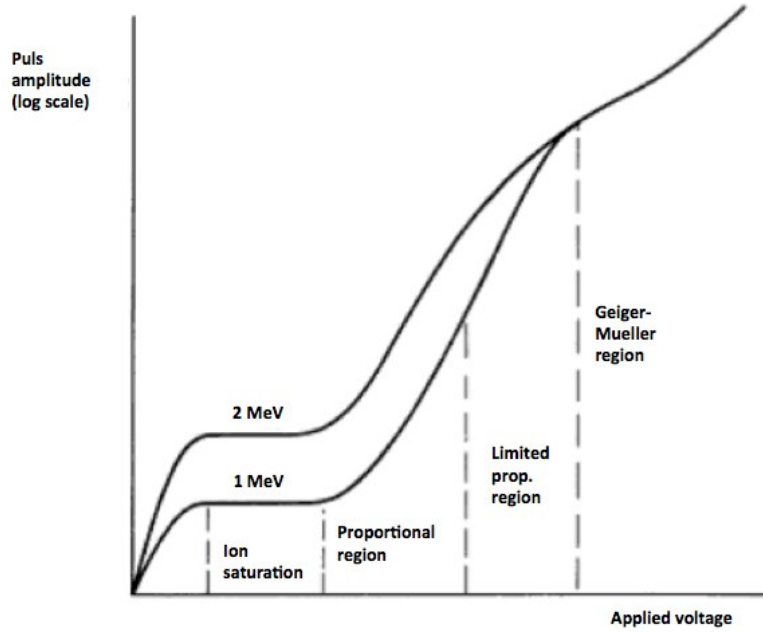


FIGURE 8.2 – *Différentes régions de fonctionnement des détecteurs gazeux [72].*

Des confirmations expérimentales de cette loi de distribution se trouvent dans la référence [73]. La distribution observée lorsque l'amplification est élevée, suit plutôt une distribution de Polya [74]

$$P\left(\frac{n}{\bar{n}}\right) = \frac{(1 + \theta)^{1+\theta}}{\Gamma(1 + \theta)} \left(\frac{n}{\bar{n}}\right)^\theta \exp\left(- (1 + \theta) \frac{n}{\bar{n}}\right) \quad (8.6)$$

où θ mesure l'écart-type de la distribution :

$$\sigma = (1 + \theta)^{-1/2} \quad (8.7)$$

Les cas extrêmes de la distribution de Polya sont :

- $\theta = 0 \Rightarrow$ distribution de Furry ($\sigma = 1$)
- $\theta \gg 1 \Rightarrow$ fonction delta ($\sigma = 0$)

Une forme populaire de la distribution du gain qui a été introduit par Byrne [75] est connue comme la distribution Polya (ou loi binomiale négative). En supposant que la probabilité d'ionisation par unité de longueur dépend de la taille de l'avalanche N à travers un paramètre sans dimension b :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \alpha \left(b + \frac{1 - b}{nN} \right) \quad (8.8)$$

La probabilité atteint rapidement une valeur constante quand n augmente. Ce qui signifie que la taille finale de l'avalanche dépend principalement de ses étapes précédentes. La dépendance à n peut être expliquée comme suit : si la première ionisation se produit après que l'électron ait parcouru une distance plus grande que le libre parcours moyen de l'ionisation alors, la probabilité d'ionisation par unité de longueur augmentera. Au

contraire, les fluctuations avec une largeur de n vont diminuer et l'effet net sera une réduction des fluctuations de gain.

En utilisant $m = b^{-1}$, la distribution Polya peut être écrite comme :

$$p(m, n) = \frac{m^m}{\Gamma(m)} \frac{1}{\bar{n}} \left(\frac{n}{\bar{n}}\right)^{m-1} \exp\left(-m \frac{n}{\bar{n}}\right) \quad (8.9)$$

Le maximum de la distribution est à $\bar{n}(m-1)/m$ et sa variance relative égale à b [76]. Il est à noter que la réponse donnée par cette distribution correspond remarquablement aux mesures de l'électron unique pour les détecteurs à faces parallèles [77, 33]. Pour les détecteurs de géométrie différente, la meilleure résolution en énergie est atteinte lorsque les fluctuations du gain suivent une distribution de Polya [78, 79].

8.3 Mesure du gain

Le gain du détecteur est calculé à partir du signal A (Volt) mesuré à la sortie de l'amplificateur. Ce signal est proportionnel à la charge Q_m , à l'entrée du préamplificateur :

$$A = S \times Q_m \quad (8.10)$$

où S est la sensibilité du préamplificateur de charge (Volt/Coulomb).

Si on néglige le déficit balistique (voir 9.3) le gain G du détecteur peut être estimé par :

$$G = \frac{Q_m}{Q_d} \quad (8.11)$$

où Q_d est la charge déposée dans le détecteur par la particule. Dans le cas d'un photon comme la source de ^{55}Fe utilisée (X de 5.9 KeV), la charge déposée est son énergie divisée par l'énergie moyenne d'ionisation dans le gaz. Dans le cas de l'argon, cette valeur est de 26 eV. La charge moyenne déposée par le rayon X de la source de ^{55}Fe est de 227 électrons. Les mesures du gain pour différents mélanges gazeux sont présentées dans le paragraphe 13.5.

8.4 Résolution en énergie et Facteur de Fano

La résolution en énergie est un des facteurs importants pour les détecteurs mesurant l'énergie de la particule incidente, ainsi, un détecteur avec une bonne résolution est capable de mesurer (distinguer) deux énergies proches. Un des moyens de mesurer la résolution en énergie est de calibrer le détecteur avec une source mono-énergétique où le spectre en énergie attendu est une fonction delta.

En pratique nous observons une gaussienne dont la largeur est la résolution du détecteur. Cette résolution est une convolution de la fluctuation du nombre des paires créées dans le gaz avec les fluctuations du gain.

Dans le cas du détecteur sphérique, dans la zone de quelques keV , la résolution est de l'ordre de 10 %. La détérioration de la résolution peut être due à des défauts de fabrication du détecteur. En outre une mauvaise qualité du gaz peut dégrader la résolution.

En général, la résolution relative ($\Delta E/E$) est une fonction de l'énergie déposée dans le détecteur, elle s'améliore avec l'énergie. Cela est dû aux processus statistiques dans le phénomène d'ionisation et d'excitation. En effet, sachant que l'énergie moyenne pour ioniser a une valeur fixe, W qui ne dépend que du gaz, pour un énergie E déposée, on attend un nombre d'ionisations égale à $J = E/W$. Ainsi, lorsque l'énergie augmente, le nombre d'ionisations augmente, donc il y aura moins de fluctuations relatives.

Les deux cas limite pour ces fluctuations sont :

- Le cas où une faible partie de l'énergie incidente est déposée dans le gaz (des détecteurs fins), le nombre de paires électron-ion créées suit la distribution de Poisson où la variance est donnée par :

$$\sigma^2 = J \quad (8.12)$$

La résolution relative en énergie peut être exprimée par :

$$R = 2.35 \frac{\sqrt{J}}{J} = 2.35 \sqrt{\frac{W}{E}} \quad (8.13)$$

ainsi, la résolution est inversement proportionnelle à la racine carrée de l'énergie.

- Le cas où une grande partie de l'énergie incidente est absorbée. Le nombre de primaires créés dans le gaz est affecté par deux types de fluctuations : d'une part, les fluctuations du nombre de primaires créés dans le gaz par ionisation qui varient d'un événement à l'autre, d'autre part, les fluctuations de tous les autres processus tels que l'excitation des atomes, etc... prises en comptes par Fano [80], qui influencent les premières. Fano montre que, lorsque l'énergie de la particule incidente est complètement absorbée, la variance σ^2 de la distribution est plus petite que la variance de la distribution de Poisson [81] :

$$\sigma^2 = FJ \quad (8.14)$$

où $F \leq 1$ est connu comme facteur de Fano. Théoriquement, le calcul précis du facteur de Fano est assez difficile car cela nécessite une connaissance approfondie de toutes les réactions qui peuvent avoir lieu dans le détecteur. Compte-tenu de la relation 8.14, la résolution devient :

$$R = 2.35 \frac{\sqrt{FJ}}{J} = 2.35 \sqrt{\frac{FW}{E}} \quad (8.15)$$

Pour les détecteurs gazeux, $F < 1$, la résolution en énergie est meilleure.

En plus des fluctuations du nombre d'ionisation, d'autres facteurs extérieurs comme le bruit électronique, les défauts de fabrication du détecteur, etc.. peuvent affecter la résolution en énergie.

Dans le cas des détecteurs avec un grand volume de détection comme celui du détecteur sphérique, différents facteurs dégradent la résolution en énergie à savoir l'inhomogénéité du champ électrique près de l'électrode centrale (la bille), des

erreurs d'imprécision mécanique lors de la fabrication du senseur, la qualité du gaz etc

Nous avons vu jusqu'ici les différents phénomènes nécessaires à la formation du signal que nous allons détailler maintenant.

9 La formation du signal

9.1 Fonction de transfert du préamplificateur

La fonction de transfert du préamplificateur de charge qui est sa réponse en amplitude (en Volt) à une excitation par une charge instantanée (t_0), peut être exprimée, en négligeant son temps de montée, par l'expression :

$$A = e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau}} \quad (9.1)$$

où τ ($\tau = RC$) est la constante de temps du préamplificateur, de l'ordre de $50 \mu s$.

9.2 Avalanche d'un électron de dérive

Nous allons nous intéresser tout d'abord à la réponse du détecteur lors d'une avalanche créée par un électron de dérive [65].

Le signal est induit par le déplacement des ions créés dans l'avalanche. Les ions descendent le champ électrique à une vitesse v proportionnelle à l'intensité E du champ :

$$v = \mu E(r)$$

où μ est la mobilité des ions dans le gaz, indépendante du champ électrique mais inversement proportionnelle à la pression P :

$$\mu = \frac{\mu_0}{P}$$

où, μ_0 est la mobilité à $1 atm$, de l'ordre de $2 \times 10^{-6} cm^2 V^{-1} \mu s^{-1}$. Par définition :

$$\mu = \frac{1}{E(r)} \frac{dr}{dt}$$

En remplaçant $E(r)$ par la relation 6.8 :

$$r^2 dr = \alpha dt \quad (9.2)$$

avec

$$\alpha = \mu_0 \frac{V_0}{P} \rho$$

Nous remarquons que le paramètre α est une fonction de V_0/P .

L'intégration de la relation 9.2 donne la distance parcourue par l'ion en fonction du temps de parcours ($r = r_2$ pour $t=0$) :

$$r = (r_2^3 + 3\alpha t)^{1/3} \quad (9.3)$$

La durée totale t_{max} du signal correspond à l'arrivée des ions sur l'enceinte ($r=r_1$) :

$$t_{max} = \frac{r_1^3 - r_2^3}{3\alpha} \quad (9.4)$$

En appliquant le théorème de Shockley-Ramo, on en déduit la charge induite sur la bille à l'instant t par une avalanche créée à l'instant $t=0$:

$$q(t)_{ind} = -Q_{ions}\rho \left[\frac{1}{r_2} - \frac{1}{(r_2^3 + 3\alpha t)^{1/3}} \right] \quad (9.5)$$

On remarque que la charge totale induite ($t=t_{max}$) est égale et opposée à la charge des ions créés :

$$Q_{ind} = -Q_{ions}$$

Finalement la réponse du détecteur ne dépend que du paramètre α donc uniquement de V_0/P .

9.3 Notion de déficit balistique

Le signal produit par le mouvement des charges dans le détecteur retourne à l'équilibre bien avant le temps (t_{max}) correspondant à la charge Q de l'avalanche à cause de la relaxation ($\tau = RC$) du préamplificateur.

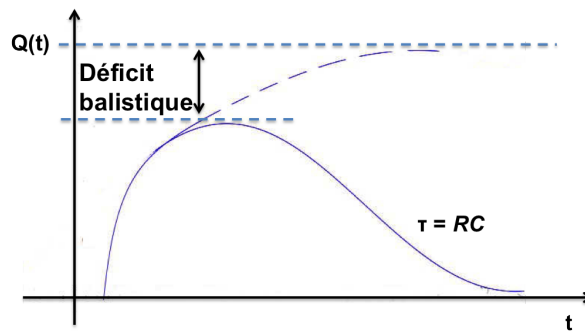


FIGURE 9.1 – Illustration de la réponse du préamplificateur en fonction du temps avec prise en compte de la constante de temps τ du préamplificateur. La charge mesurée, maximum de la fonction, est plus faible (déficit balistique) que la charge attendue.

Comme ce temps de relaxation du préamplificateur est bien inférieur au temps t_{max} , le maximum d'amplitude ne correspond pas à la charge recherchée. La perte relative

d'amplitude est connue sous le nom de déficit balistique. Dans la réalité et sur une échelle de temps plus grande de l'ordre de quelques secondes, on identifie deux parties pour le signal (figure 9.1) [82] :

- Une dite « physique » où le signal est très proche de la réponse du détecteur (trait en pointillés)
- L'autre dite « électronique » n'exprime que le retour à zéro du signal selon la constante de temps τ propre au préamplificateur utilisé.

Le signal Q_m à la sortie du préamplificateur est plus faible que la charge Q de l'avalanche ; le déficit balistique est égal à : $1 - \frac{Q_m}{Q}$.

Plus la constante de temps du préamplificateur sera élevée plus faible sera le déficit balistique. Mais il faut trouver un compromis avec le taux d'acquisition car il faut éviter la superposition d'événements.

9.4 Signal d'une avalanche

Le signal d'une avalanche créée à l'instant $t = 0$ est donné par la convolution de la réponse du détecteur avec la fonction de transfert du préamplificateur :

$$S(t) = \int_0^t A(t-u) \frac{dq_{ind}}{du}(u) du \quad (9.6)$$

En prenant comme exemple un préamplificateur dont la fonction de transfert est donnée par la relation 9.1, nous avons :

$$S(t) = -q_{ind} \alpha \rho e^{-\frac{t}{\tau}} \int_0^t e^{-\frac{u}{\tau}} (r_2^3 + 3\alpha u)^{-\frac{4}{3}} du \quad (9.7)$$

approximativement, le signal peut être exprimé par [65] :

$$S(t) = -q_{ions} k (e^{-at} - e^{-bt}) \quad (9.8)$$

avec une constante k très proche du déficit balistique. Les paramètres a et b sont fonction de V_0 et $\tau = RC$.

La figure 9.2 représente la simulation de l'avalanche d'un électron primaire avec un gain de 1000 : (a) le signal d'une avalanche (la réponse du détecteur) avec un temps de montée de quelques dizaines de microsecondes, la durée du signal (de l'ordre de quelques secondes) est en fait bien supérieure à 2 ms (limite de la figure choisie arbitrairement) ; (b) la fonction de transfert du préamplificateur (nous avons pris comme exemple celui de l'amplificateur Canberra avec une constante de temps $\tau = 121 \mu s$) ; (c) la convolution de la réponse du détecteur avec la fonction de transfert du préamplificateur ; (d) la même convolution en échelle logarithmique.

Nous constatons que le maximum du signal à la sortie du préamplificateur n'est que de 372 d'où un déficit balistique de 62.8 %.

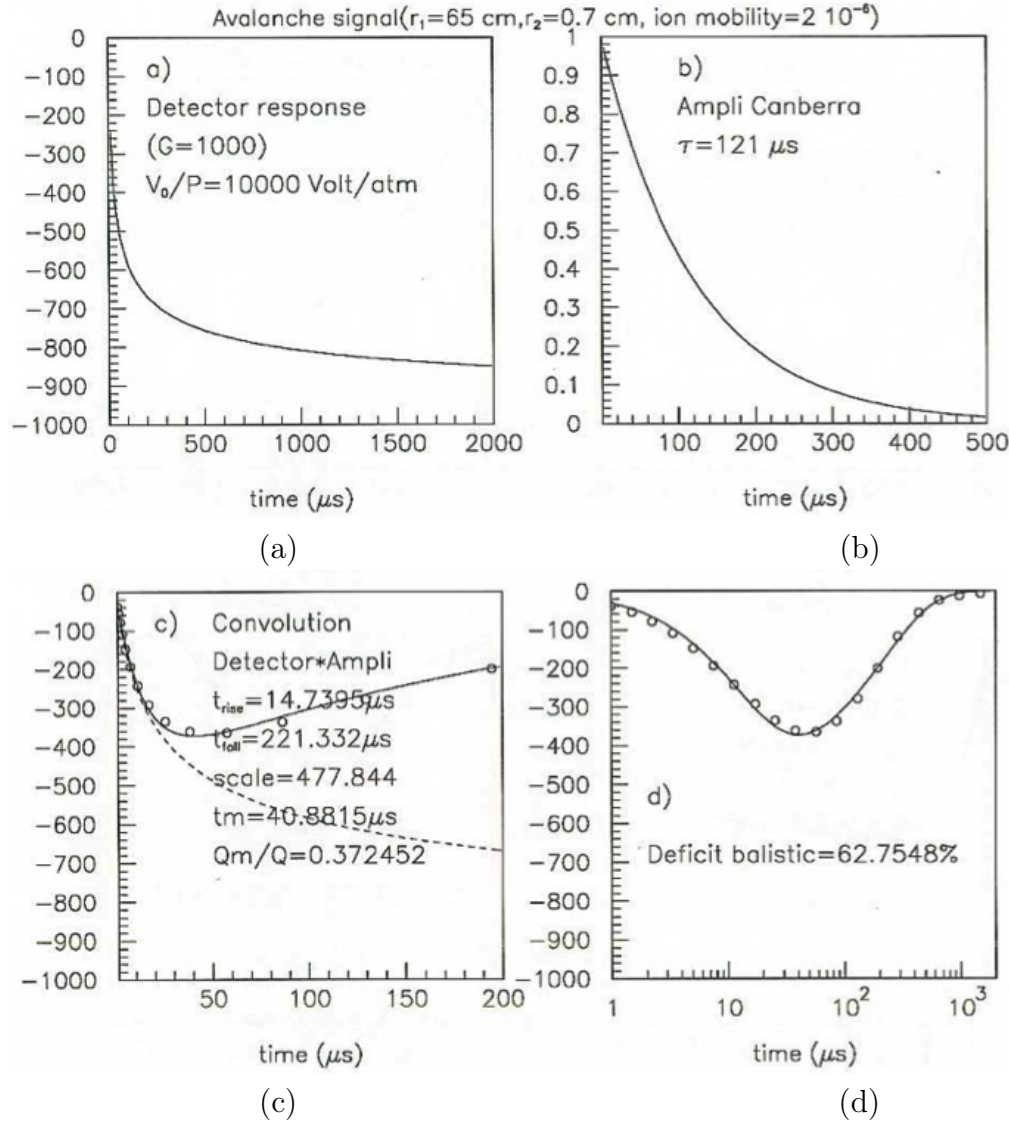


FIGURE 9.2 – La simulation d'un signal donné par une avalanche : (a) La réponse du détecteur en considérant un gain 1000 ; (b) La réponse d'un préamplificateur avec une constante du temps $\tau = 121 \mu s$; (c) La convolution de la réponse du détecteur et le préamplificateur jusqu'à 200 μs ; (d) la même convolution en échelle logarithmique [65].

9.5 Signal pour un dépôt d'énergie ponctuel dans le gaz

Précédemment nous avons traité le signal donné par un seul électron de dérive, nous allons maintenant nous intéresser à plusieurs électrons créés au même endroit (dépôt d'énergie ponctuel) dans le gaz, comme c'est le cas de la conversion d'un photon.

Le signal amplifié du i^{eme} électron de l'amas est (cf. formule 9.8) :

$$S_i(t) = -q_i k (e^{-at} - e^{-bt}) \quad (9.9)$$

où q_i est la charge de l'avalanche créée par ce i^{ieme} électron.

Les électrons arrivent sur la bille avec une dispersion temporelle σ due à la diffusion longitudinale dans le gaz. Le signal total, S_{tot} , est le résultat de la somme de la

convolution des signaux amplifiés et de cette dispersion :

$$S_{tot} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^t S_i(t-u) e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}} du \quad (9.10)$$

Le signal d'une source de ^{55}Fe (X de 5.9 keV) amplifié par un préamplificateur ayant une constante du temps $RC = 200 \mu\text{s}$ a été simulé. La simulation (en rouge) sur la figure 9.3 est en très bon accord avec le signal mesuré (en noir), ce qui nous conforte dans la maîtrise du détecteur.

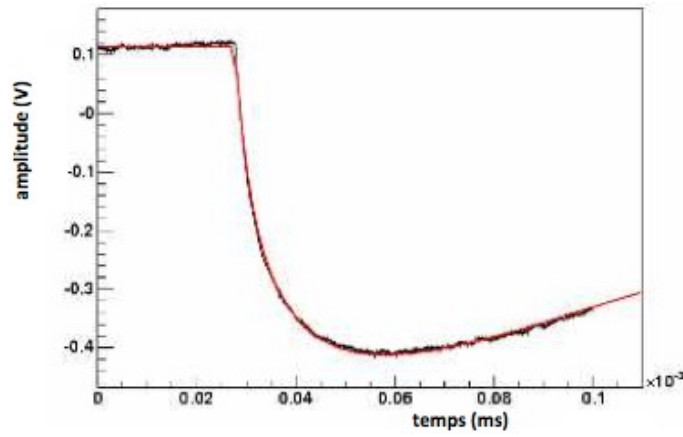


FIGURE 9.3 – En noir le signal observé par une source ^{55}Fe , en rouge le signal simulé. L'amplitude attendue sans déficit balistique est de l'ordre de $-0,5 \text{ V}$ et le temps de montée d'environ $12 \mu\text{s}$ [52].

La forme du signal mesuré (particulièrement le temps de montée) indique la nature du dépôt dans le volume du gaz, qui est une spécificité de la détection dans le SPC.

10 Spécificité de la détection des particules dans SPC

Le temps de montée du signal dans ce type de détecteur est un facteur important puisqu'il nous permet de discriminer les signaux physiques. Il s'agit de la convolution du temps d'arrivée des électrons de dérive pour atteindre l'électrode centrale avec la remontée des ions. Le temps de montée du signal est directement corrélé à la position de l'interaction dans le gaz.

Le temps de montée du signal dépend du type de dépôt de l'énergie de la particule incidente dans le gaz : soit la particule pénétrant dans le gaz dépose toute son énergie localement, « dépôt ponctuel », soit elle dépose son énergie le long de sa trajectoire « trace ».

10.1 Dépôt ponctuel

Lorsqu'une interaction a lieu dans le gaz de manière localisée, les électrons d'ionisation arrivent sur l'électrode centrale après un temps moyen de dérive avec une dispersion temporelle donc un temps de montée du signal qui dépend de la distance de l'interaction à la bille. En quelque sorte le temps de montée mesure la distance radiale du dépôt. La figure 10.1 représente, dans 1 bar de Ne + C₂H₆ (6 %), le temps de montée en fonction de l'amplitude de photons d'une lampe UV à impulsion, une accumulation à 1800 ADU, de la fluorescence X du cuivre (de 8.1 keV), une bande verticale à ≈ 900 ADU, d'une source de ⁵⁵Fe (de 5.9 keV), une bande verticale à ≈ 600 ADU et les échappés (de 3 keV) dans l'argon, une bande verticale à ≈ 300 ADU.

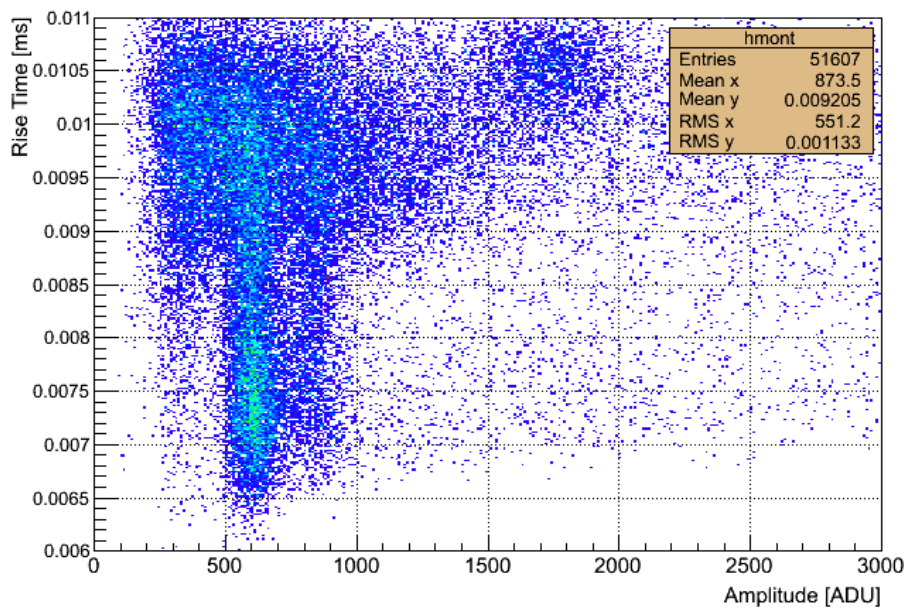


FIGURE 10.1 – Le temps de montée en fonction de l'amplitude d'une source de ⁵⁵Fe, et d'une lampe UV dans 1 bar de Ne + C₂H₆ (6 %).

La lampe UV placée devant un hublot prévu pour la calibration du détecteur. A chaque impulsion, la lampe UV, arrache des électrons de la surface interne du cuivre. Il s'agit donc d'un dépôt d'énergie ponctuel dans la sphère à la plus grande distance de la bille.

La fluorescence X du cuivre est le résultat de l'activation de l'enceinte du détecteur par la radioactivité ambiante.

En ce qui concerne la source de ⁵⁵Fe, il s'agit d'une source collimatée, placée devant une fenêtre mince prévue à cet effet. Les photons ionisent le volume du gaz vu par la source. Le phénomène des photons des échappés dans l'argon a été détaillé au paragraphe 5.2-a.2.

On constate que les événements périphériques, c'est à dire ceux de la lampe et ceux de la source qui ont le plus grand temps de montée, correspondent à des temps de montée de 10.5 μ s. Le temps de montée des photons de la source de ⁵⁵Fe convertis dans le gaz

varie de 6.5 à 10.5 μs suivant la profondeur de l'interaction.

10.2 Traces contenues dans le volume

Pour les traces, le dépôt de l'énergie ne se fait plus ponctuellement dans le gaz mais tout le long de la trajectoire. Je donnerai l'exemple des particules α émises de la surface interne de la cavité sphérique du détecteur, de la capture (quasi ponctuelle) des neutrons thermiques par l' ^3He et des muons cosmiques.

Le temps de montée du signal en fonction de la topologie de l'événement est illustré sur les figures 10.2 et 10.3.

La figure 10.2 représente le temps de montée en fonction de l'amplitude du signal dans 200 mbar Ar + CH₄ (2 %) + ^3He (0.4 %).

Dans le cas des particules α émises de la surface interne de la cavité sphérique, on peut schématiser leurs parcours, comme présenté sur le cercle droit de la figure 10.2 :

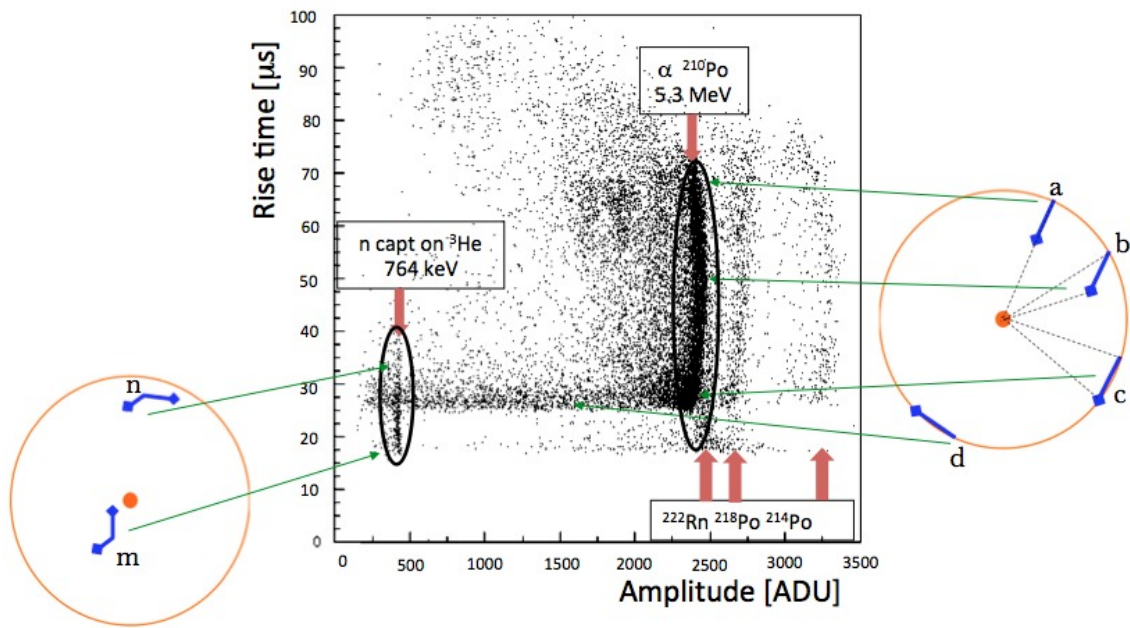


FIGURE 10.2 – Mesure du temps de montée en fonction de l'amplitude du signal dans 200 mbar Ar + CH₄ (2 %) + ^3He (0.4 %). La ligne à 27 μs correspond aux événements périphériques.

Lorsque la particule α s'arrête dans le gaz en y déposant toute son énergie (amplitude ≈ 2400 ADU) :

- a) La particule α est émise radialement, les électrons d'ionisation de sa fin de parcours arrivent bien avant ceux du début de son parcours ; les signaux ont donc un temps de montée maximum d'environ 70 μs .
- b) La particule α est émise obliquement, les électrons d'ionisation donnent des signaux avec un temps de montée plus faible d'environ 50 μs .

- c) La particule α est émise quasi tangentiellement à la surface et s'arrête dans le gaz ; les électrons d'ionisation donnent des signaux avec un temps de montée minimum d'environ $27 \mu s$, type d'événements dit « périphérique ».
- d) La particule α pénètre tangentiellement dans le cuivre avant la fin de son parcours dans le gaz, elle ne dépose pas la totalité de son énergie dans le gaz, son amplitude est donc inférieure à $2400 ADU$ et les électrons d'ionisation sont tous périphériques avec un temps de montée d'environ $27 \mu s$.

Pour la capture des neutrons thermiques par l^3He les dépôts sont quasi ponctuels, illustrés sur le cercle de gauche :

- m) La partie basse correspond à des captures proches de la bille
- n) La partie haute correspond à des captures proches de la périphérie.

Nous constatons ainsi la richesse d'informations apportée par la corrélation entre le temps de montée du signal et son amplitude. C'est pourquoi cette corrélation est principalement utilisée dans l'analyse des données (cf. paragraphe 11).

10.3 Traces traversant le volume

La figure 10.3 représente le temps de montée en fonction de l'amplitude du signal pour des traces qui traversent tout le détecteur.

Il s'agit du détecteur sphérique de Saclay qui ne dispose pas de blindage et est donc soumis au rayonnement cosmique (essentiellement des muons de haute énergie). L'accumulation entre 1000 et $1500 ADU$ comprise entre 30 et $60 \mu s$ correspond aux muons cosmiques au minimum d'ionisation qui déposent une partie de leur énergie en paires électron-ion le long de leur trajectoire. Les électrons d'ionisation créés dérivent et arrivent sur l'électrode centrale avec une grande dispersion temporelle. Le temps minimum est donné par l'électron créé le plus proche de la bille, le temps maximum par l'électron le plus éloigné de la bille. Lors de cette prise de donnée le détecteur a été irradié par une source de ^{109}Cd qui émet des X de $22 keV$ qui apparaissent sur la figure en bande verticale autour de $450 ADU$. On constate bien que le temps de montée du signal donné par une trace est plus grand que celui d'un dépôt ponctuel.

Dans le paragraphe suivant, nous allons discuter des méthodes d'analyse selon l'endroit du dépôt d'énergie dans le volume du gaz.

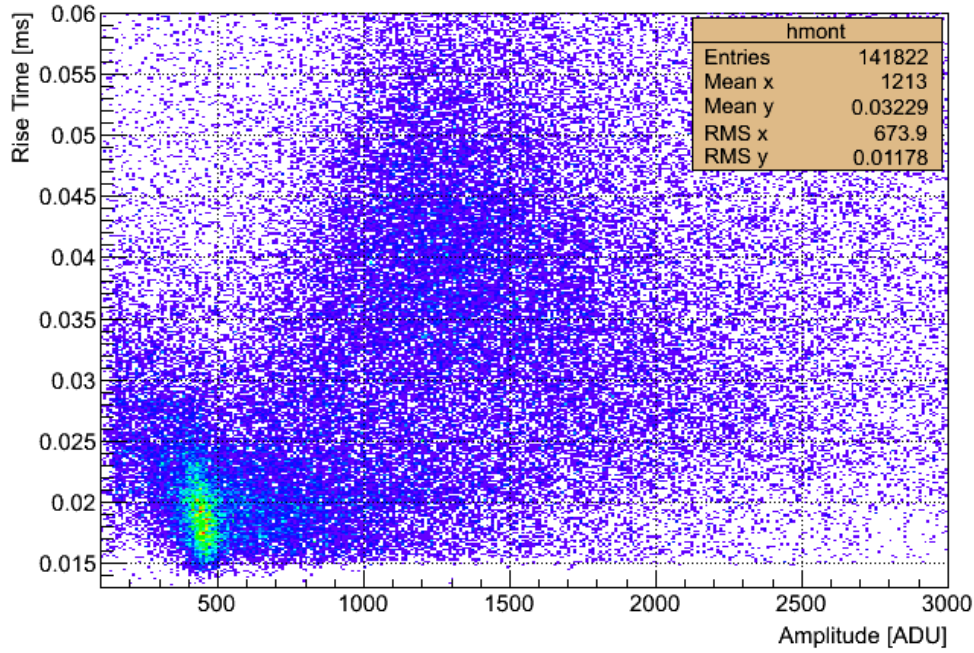


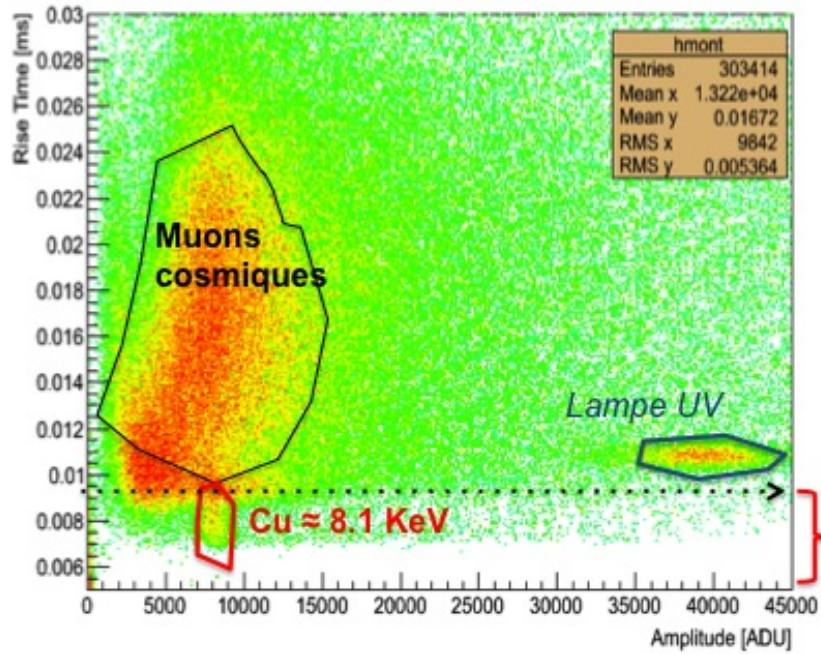
FIGURE 10.3 – Temps de montée en fonction de l'amplitude du signal des muons cosmiques dans le détecteur de Sacaly dans le mélange $\text{Ar} + \text{CH}_4$ (2 %) à 500 mbar.

11 Méthodes d'analyse

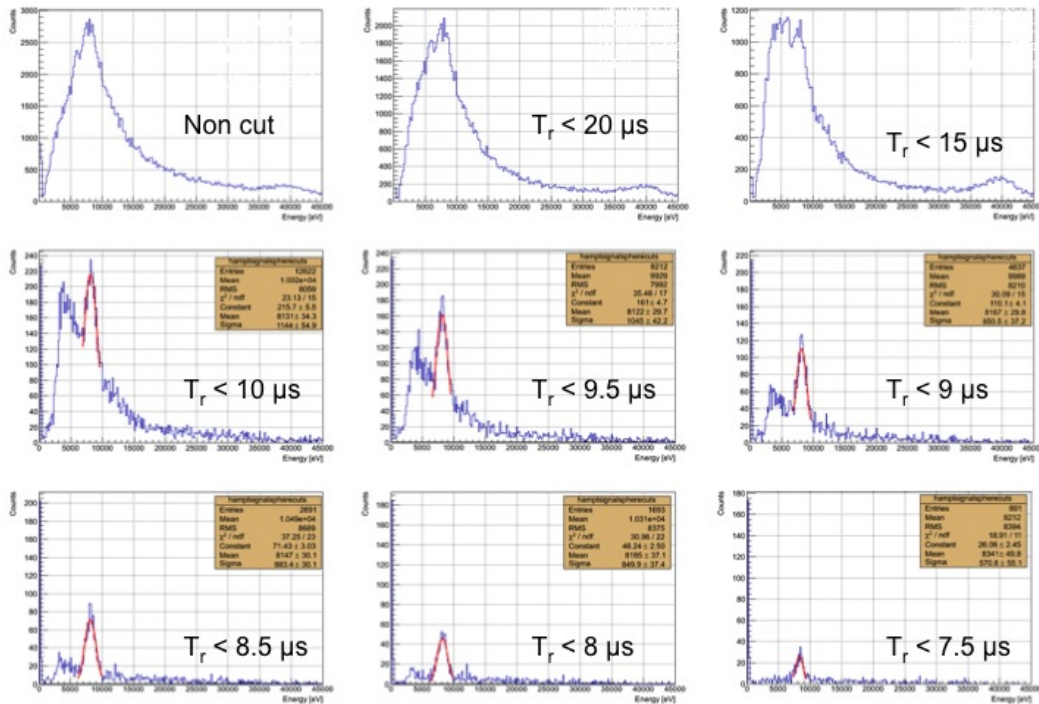
11.1 Analyse par le temps de montée du signal

Le temps de montée du signal est un des paramètres principaux dans l'analyse des données. Comme expliqué dans le paragraphe 10, le temps de montée du signal dépend de l'endroit où la déposition de l'énergie a eu lieu dans le volume du gaz, il nous permet de localiser le dépôt d'énergie. Sur la figure 11.1-a qui représente le temps de montée du signal en fonction de l'énergie, il y a trois zones distinctes : les muons cosmiques, la fluorescence 8.1 keV du cuivre et le dépôt d'énergie d'une lampe UV à impulsion.

Les signaux des photons de fluorescence X de 8.1 keV émis par le cuivre de la paroi du détecteur sont limités par la zone rouge sur la figure. On constate qu'ils sont confinés dans la zone des dépôts ponctuels dans le gaz, avec un temps de montée inférieur à $9.5 \mu\text{s}$. La méthode principale d'analyse appliquée pour les détecteurs sphériques est la discrimination des événements par le temps de montée. Dans la projection en énergie, nous constatons que le pic de la fluorescence du cuivre est entièrement noyé dans le bruit de fond des signaux de muons cosmiques. Les figures 11.1-b présentent le spectre en énergie sans et avec différentes coupures sur le temps de montée du signal (sur la limite supérieure de T_r). Nous considérons qu'au delà de $20 \mu\text{s}$, le signal est complètement noyé par les signaux déposés par les muons cosmiques. Les signaux de la raie X de la fluorescence de cuivre n'est distinguable que pour les $T_r < 15 \mu\text{s}$. En sélectionnant pour un temps de montée inférieur à T_r , nous privilégions les dépôts d'énergie ponctuels produits dans le volume du gaz, en particulier la raie X de fluorescence du cuivre.



(a)



(b)

FIGURE 11.1 – (a) Le temps de montée du signal en fonction de l'énergie ; (b) la projection en énergie sans et avec différentes coupures supérieures sur le temps de montée du signal (T_r) de 20 jusqu'à 7.5 μs .

Pour chacune de ces coupures, nous avons calculé le nombre d'événements de la raie X de la fluorescence du cuivre. Les temps de montée de ces événements, conversions de photons X dans le volume du gaz, sont au maximum de $9.4 \mu s$, début du plateau de la figure 11.2. A partir d'une coupure supérieure à $10.5 \mu s$, fin du plateau, la raie X du cuivre commence à être noyée dans le fond des cosmiques. Au début du plateau le niveau du fond sous la raie est de 30 %.

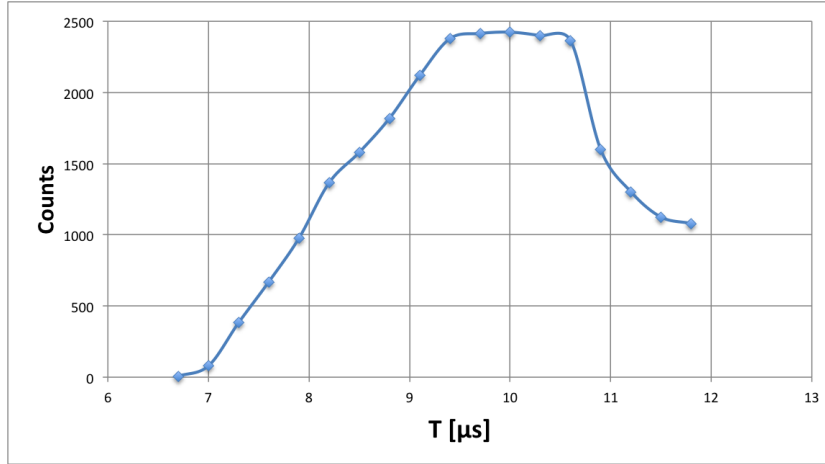


FIGURE 11.2 – Le nombre d'événements de la fluorescence X du cuivre en fonction de la coupure en temps de montée.

11.2 Autres paramètres d'analyse

En dehors du temps de montée du signal qui nous permet de sélectionner les événements ponctuels, deux autres paramètres, le bruit et le temps de descente du signal, peuvent être utilisés pour améliorer le rapport signal/bruit.

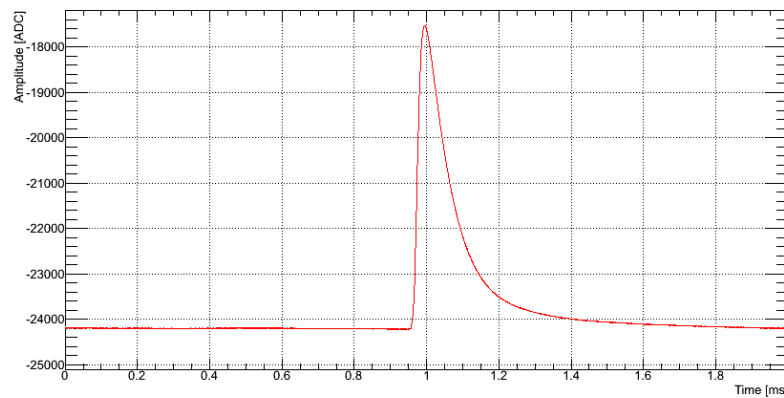


FIGURE 11.3 – Signal d'acquisition.

Dans la fenêtre temporelle (2 ms) d'acquisition du signal (figure 11.3), le bruit est mesuré comme étant l'amplitude des fluctuations de la ligne de base avant l'apparition du signal. Ce paramètre peut être utilisé dans l'analyse pour rejeter les épisodes de bruit.

La forme du signal peut être utilisée pour sélectionner les événements recherchés. Nous avons précédemment discuté de l'information apportée par le temps de montée. Le temps de descente du signal est défini comme étant la largeur à mi-hauteur du signal. Il est d'autant plus corrélé au temps de relaxation du préamplificateur que le dépôt d'énergie est ponctuel. Il peut donc être utilisé pour discriminer ce type d'événement.

Après avoir développé tous les concepts théoriques nécessaires à la compréhension du fonctionnement du détecteur gazeux sphérique, nous allons désormais détailler l'aspect technique de celui-ci.

12 Conception du détecteur

Une caractéristique du détecteur sphérique, qui est son point fort, est sa simplicité de conception. En effet, ce nouveau concept de détecteur repose sur une seule voie de détection.

Dans ce chapitre, je vais détailler l'ensemble des composants du détecteur sphérique.

12.1 L'environnement du détecteur

L'instrument se compose de deux éléments principaux :

- Une sphère de diamètre 130 *cm* (à Saclay) qui est la cavité du détecteur
- Un support, permettant le positionnement de l'électrode au centre de la sphère, appelé « canne ».

Et également de quatre éléments nécessaires à son fonctionnement :

- Un système de pompage et d'injection du gaz
- Une alimentation haute tension
- Une électronique d'acquisition
- Un système d'acquisition et d'analyse

Une vue d'ensemble du détecteur et son équipement sont schématisés sur la figure 12.1 . Dans ce chapitre, je détaillerai le détecteur ainsi que l'ensemble des éléments nécessaires à son fonctionnement.

12.2 Sphère

Comme dit précédemment, la première sphère utilisée comme détecteur SPC est une cavité du LEP de 130 *cm* de diamètre en cuivre. Une ouverture en haut de la cavité permet le passage du système de détection, une autre est prévue pour l'emplacement d'une source de calibration et une dernière pour la calibration du détecteur avec une lampe *UV* ; les autres ouvertures sont condamnées avec des brides en inox.

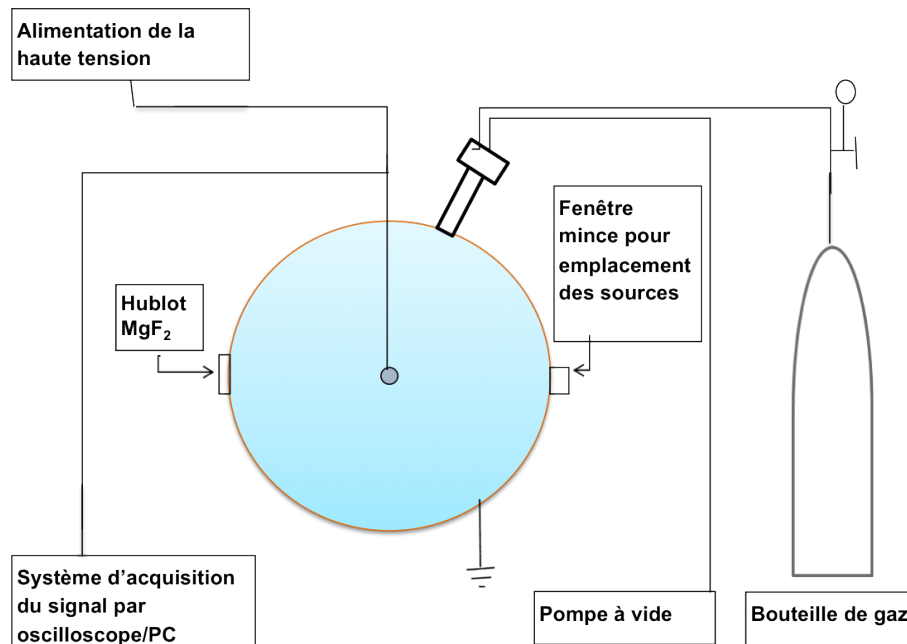


FIGURE 12.1 – Le schéma du détecteur sphérique et l'ensemble des éléments nécessaires à son fonctionnement. La bille est positionnée au centre de la cavité par son support.

12.3 La canne

On appelle « canne » l'ensemble constitué de : l'électrode centrale, la bille, le disque correcteur du champ électrique, le parapluie, le support fixation bille/parapluie, le bras support intérieur (le tube), la pièce d'accroche du tube et les câbles de haute tension alimentant les électrodes, qui sont présentés sur la figure 12.2.

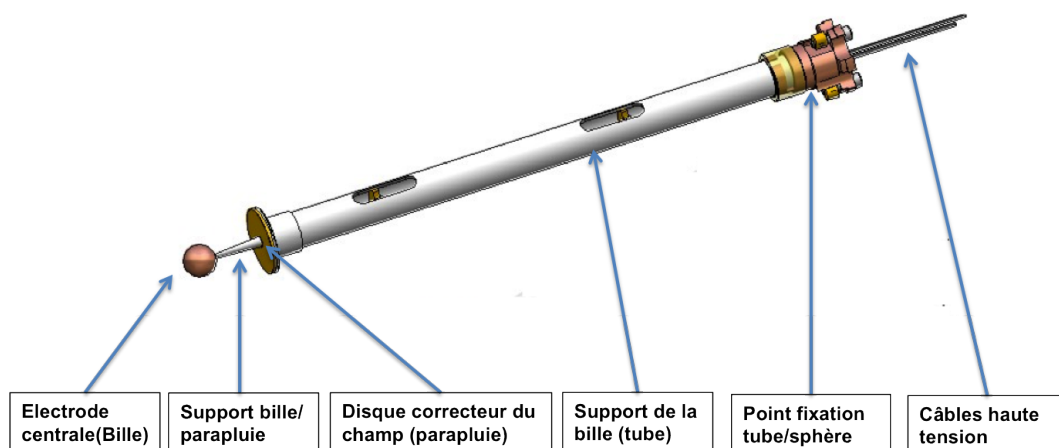


FIGURE 12.2 – La canne composée de l'ensemble de la bille, du bras support (interne) et connecteurs.

La canne constitue l'ensemble de la partie senseur du détecteur. La bille et le parapluie sont portés à deux hautes tensions positives et les autres éléments sont reliés à la masse excepté le support fixation bille/parapluie qui est un isolant. La canne est placée

à l'intérieur du détecteur. Il est indispensable que tous les matériaux utilisés pour sa fabrication soient de basse radioactivité pour SEDINE. Les ouvertures prévues sur le tube permettent de diminuer le dégazage lors de la mise sous vide du détecteur. Car tout dégazage d'impuretés détériore la qualité du gaz qui peut donc avoir un impact négatif sur la collecte des charges et le gain du détecteur. La canne utilisée aujourd'hui est un prototype avancé des cannes déjà fabriquées et testées, présentées sur la figure 12.3.



FIGURE 12.3 – *Différentes générations de cannes testées sur le détecteur sphérique.*

Différentes techniques sont déployées dans la fabrication de ces cannes. Principalement on peut les distinguer par le choix des matériaux (métallique ou résistif) utilisés dans la fabrication de la canne et/ou leur forme à savoir utilisation ou pas de parapluie. Il y a des cannes de différentes formes, de différents matériaux pour la bille et pour le parapluie, des cannes avec ou sans parapluie, des supports résistifs ou isolants, des cannes avec parapluie mais sans support de fixation bille/parapluie et enfin des cannes avec des tubes métalliques ou isolants.

La fabrication de ces différentes cannes, depuis le début jusqu'à aujourd'hui, a évolué pour tenter d'optimiser toujours plus les paramètres suivants : réduire les fuites de gaz à l'arrière de la canne, améliorer la résolution en énergie et étendre le domaine de fonctionnement sans étincelles. Nous allons les détailler maintenant.

12.3.1 Étanchéité

Un des paramètres essentiels dans la fabrication des cannes est l'étanchéité. Le point de fixation de la canne avec le détecteur est l'endroit le plus sujet à fuite, plus précisément au niveau du passage des fils de haute tension. Une des premières méthodes consistait à utiliser une résine pour améliorer l'étanchéité (figure 12.4-a). Après avoir ajouté une poche cylindrique à l'arrière de la canne (partie extérieure au détecteur), on a coulé de la résine dans cette poche autour des fils de haute tension. L'expérience a montré que

cette méthode n'était pas fiable dans le temps étant donné que la gaine des fils de haute tension est composée de téflon anti adhésif. Afin de remédier à ce problème, pour les nouvelles générations de cannes, une pièce en forme de « T » est fixée à l'arrière de la canne. Sur un des côtés de cette pièce sont implantés des connecteurs en céramique. Ces derniers assurent la connexion électrique entre les fils haute tension qui arrivent dans la pièce en « T » et le reste du système d'acquisition. Ainsi l'ensemble de l'arrière de la canne est dans un compartiment étanche (figure 12.4-b).

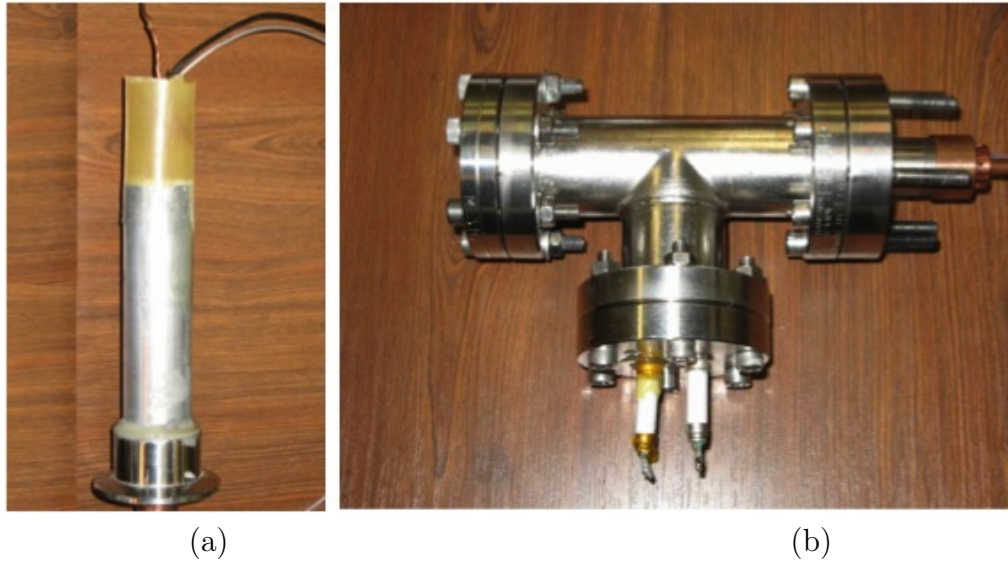


FIGURE 12.4 – Etanchéité à l'arrière de la canne réalisée par (a) ancienne génération : résine; (b) nouvelle génération : pièce en forme de « T ».

12.3.2 Centrage de la bille

La résolution en énergie du détecteur dépend de l'uniformité du champ électrique près de la bille. Un premier paramètre très important est le positionnement de la canne pour que la bille soit centrée dans le détecteur. En effet la simulation montre une forte perturbation des lignes du champ proches de la bille lorsque cette dernière n'est pas centrée transversalement ($\Delta xy = 2 \text{ mm}$) à son support (figure 12.5-a). Cet effet est moindre si la canne n'est pas centrée longitudinalement (figure 12.5-b).

Dans le programme de simulation utilisé (« COMSOL Multiphysic ») nous avons choisi 3.64 comme rapport entre les deux potentiels appliqués à la bille (1 V) et au parapluie (0.275 V). Pour le décentrage transversal la perturbation relative de champ (entre 35 et 326 degrés autour de la bille) peut atteindre $\approx 2 \%$ qui peut fortement affecter l'homogénéité du gain du détecteur et donc la résolution en énergie. En revanche un décentrage longitudinal excessif de 30 cm a été nécessaire pour faire une variation de champ de 0.5 %, donc un effet plus faible de deux ordres de grandeur par rapport au décentrage transversal. Nous essayons d'éviter ce problème pendant la phase de fabrication de la canne (précision mécanique maximale) et pendant la phase de fixation en serrant en étoile.

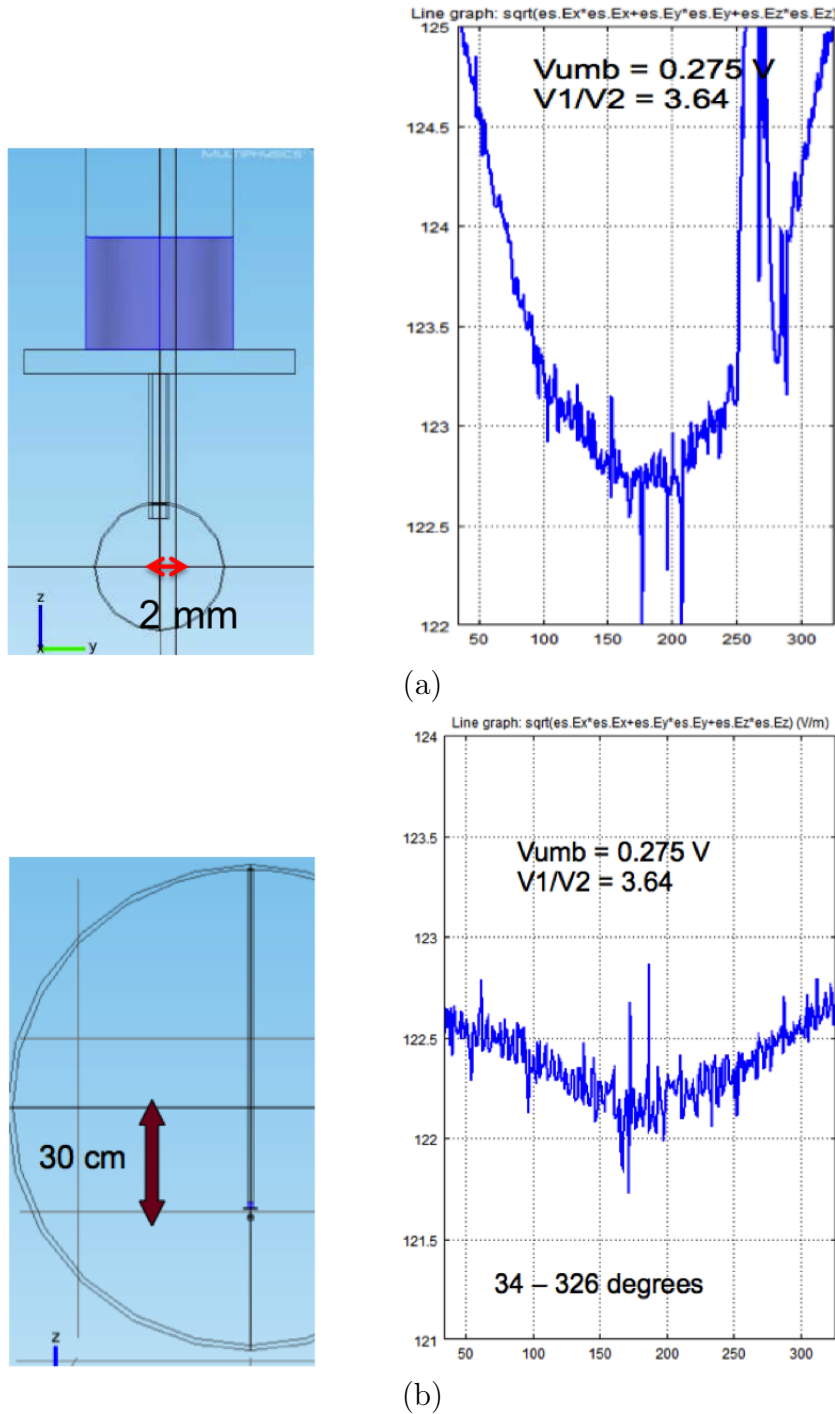
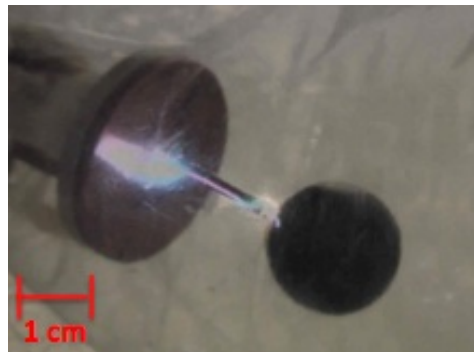


FIGURE 12.5 – La variation du champ électrique proche de la bille lorsque celle-ci n'est pas centrée transversalement (a) ou longitudinalement (b).

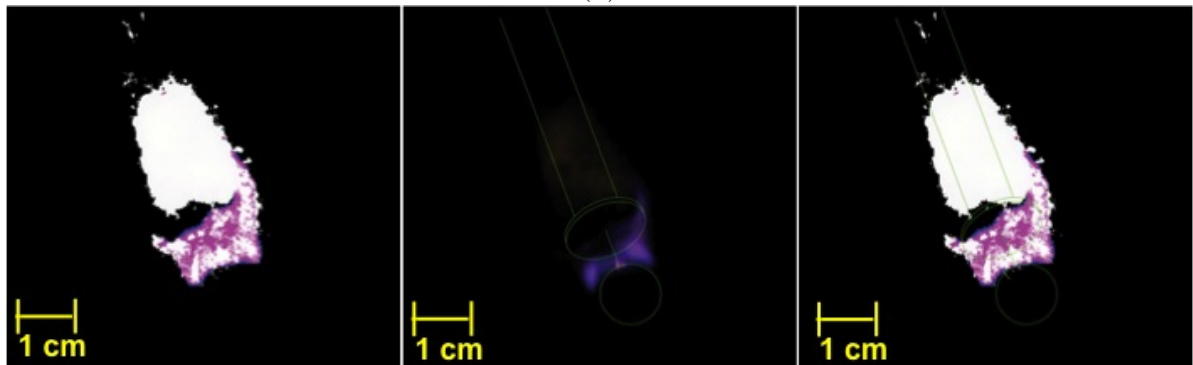
12.3.3 Étincelles

Comme nous l'avons mentionné précédemment (cd. paragraphe 8.1) le phénomène d'étincelles est une des limitations des détecteurs proportionnels gazeux travaillant à haute tension. Dans le cas du détecteur sphérique, la bille et le parapluie sont portés à deux hautes tensions différentes, le tube de la canne et la cavité sphérique sont à la masse.

L'étincelle s'amorce le plus souvent entre la bille et le parapluie le long de leur support de fixation, moins souvent entre la bille et le tube de la canne et plus rarement entre la bille et la cavité sphérique lorsqu'on travaille en haute pression du gaz et en haute tension électrique (supérieure à 10 kV). La figure 12.6-a présente les photos prises sur une canne de test. La canne est placée dans un environnement transparent dans lequel nous faisons circuler un mélange gazeux. La haute tension est poussée délibérément jusqu'à la production d'étincelles. Cela nous permet de localiser l'endroit où l'étincelle jaillit une fois que la canne est placée dans le détecteur. La figure 12.6-b est une photo prise dans un détecteur pédagogique (en verre) à l'université de Thessalonique (Grèce). Pour se rendre compte de l'endroit de l'amorçage de l'étincelle, différents filtres donnent une image artistique de l'étincelle. Respectivement de gauche à droite, l'image filtrée, l'image réelle et la superposition des deux.



(a)



(b)

FIGURE 12.6 – (a) Production d'étincelles entre la bille et le parapluie le long du câble de haute tension; (b) production d'étincelle entre la bille et le tube de la canne.

La figure 12.7 représente l'état instable d'un senseur de mauvaise qualité (décharge le long du fil de haute tension). Nous constatons, périodiquement, une augmentation de l'amplitude suivie d'une chute correspondant à un chargement de la canne suivi d'un brusque déchargement.

Différentes techniques ont été testées pour limiter ce phénomène, notamment l'utilisation de matériaux résistifs qui ont leur propre limitation à cause des impuretés radioactives qu'ils contiennent. Celles-ci sont un paramètre contraignant pour leur utilisation dans le détecteur basse radioactivité SEDINE (cf. chapitre IV)

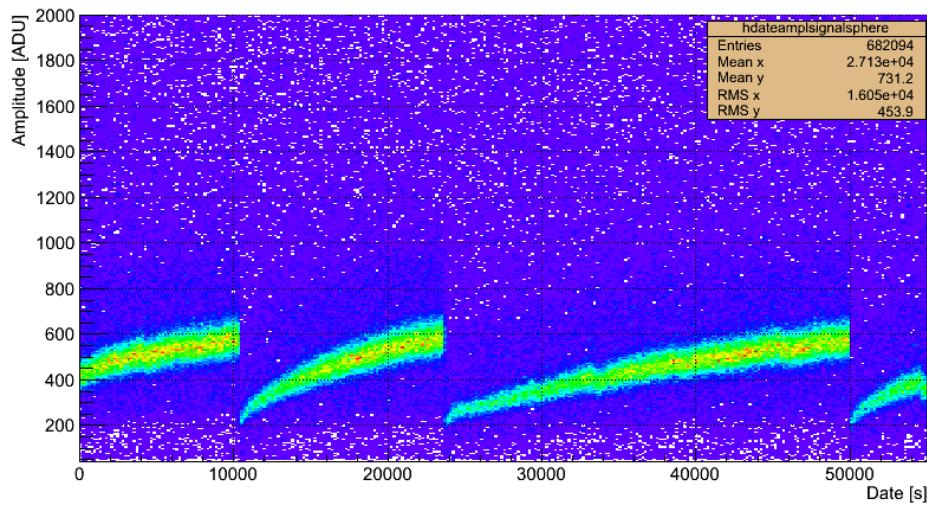


FIGURE 12.7 – *Evolution de l’amplitude du signal dans le temps représentant un état instable du senseur.*

12.3.4 La bille

L’électrode centrale, la « bille » est la partie essentielle du détecteur. Nous avons testé des billes de taille et de matériau différents (figure 12.8) : diamètre de 2 à 20 mm, en inox, cuivre, laiton, nitrure de silicium ou bakélite [83].

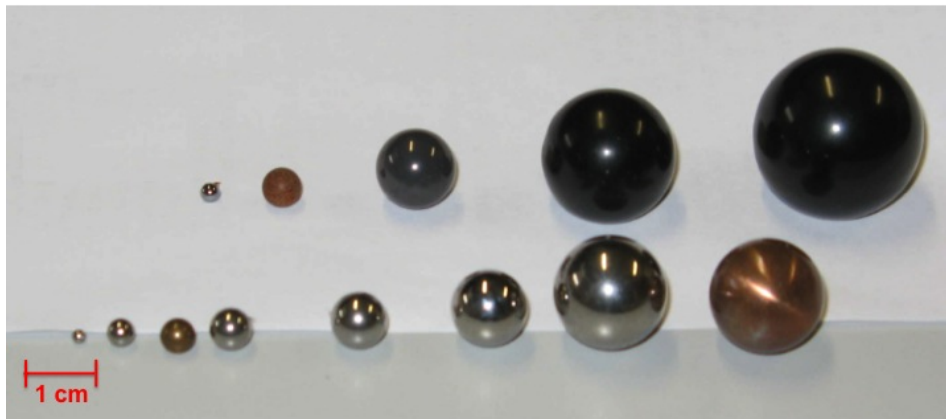


FIGURE 12.8 – *Billes utilisées comme électrode centrale de tailles et matériaux différents.*

Les billes en matériau résistif diminuent le taux des étincelles. L’utilisation des billes de petit diamètre permet de travailler à haute pression.

La différence de potentiel entre la bille, portée à haute tension positive, et la cavité sphérique du détecteur reliée à la masse, crée un champ électrique radial. Son uniformité dépend de la centricité de la bille, de la qualité de sa surface et de sa connexion avec le fil de haute tension.

a) La rugosité de la surface de la bille joue un rôle essentiel dans l’uniformité du champ électrique. Les aspérités à sa surface peuvent être à l’origine des micro étincelles. Ces signaux de décharge bien que de petite amplitude avec un temps de montée très

rapide de l'ordre de quelques microsecondes parasitent l'acquisition des données. Ce problème est diminué en utilisant des billes résistives comme le nitrure de silicium qui a une surface lisse. La figure 12.9 montre la surface microscopique d'une bille en cuivre (la plus souvent utilisée) et d'une bille en nitrure de silicium.

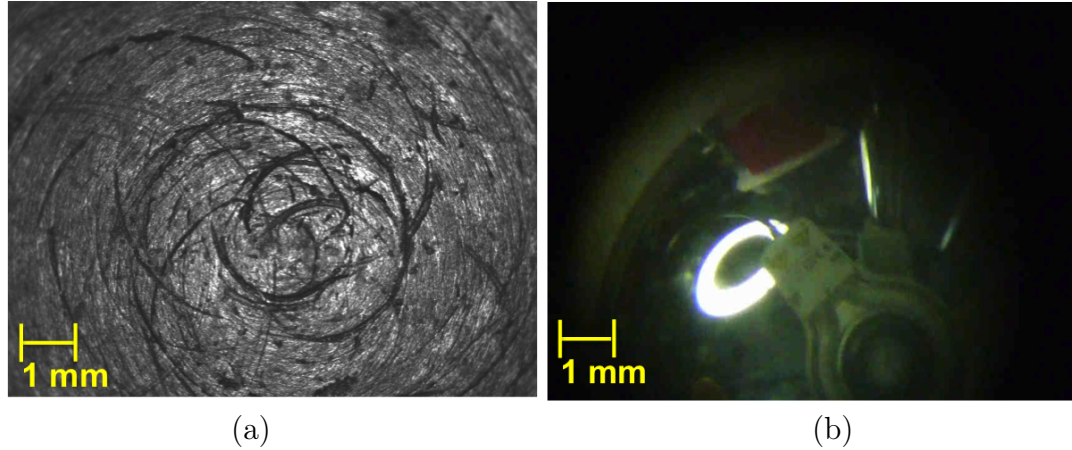


FIGURE 12.9 – La photo prise par un microscope (a) d'une bille en cuivre (b) d'une bille en nitrure de silicium.

Nous avons voulu estimer l'effet de la rugosité de la surface de la bille sur la résolution en énergie. Pour simplifier, nous avons simulé avec «COMSOL Multiphysics » un seul défaut (sous forme d'une petite demie-sphère) à la surface d'une bille de 16 mm de diamètre comme présenté sur la figure 12.10.

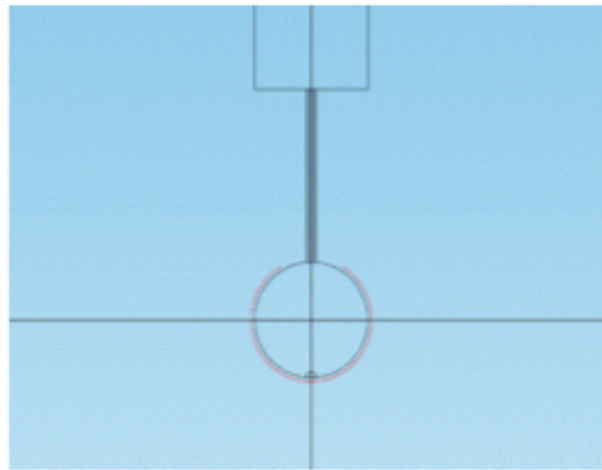


FIGURE 12.10 – Simulation d'un défaut à la surface de la bille.

La figure 12.11 représente le champ électrique le long d'un grand cercle à 2 mm de la surface de la bille. L'étude est faite pour différentes tailles de défaut, entre 50 et 150 μm . La déformation du champ est lisible à partir d'un défaut d'une taille d'environ 100 μm pour une bille de 16 mm de diamètre. Défaut pour lequel la déformation locale du champ électrique est de l'ordre de 2 % à la limite des défauts tolérables.

La mesure de la dégradation de la résolution en énergie causée par la rugosité de la surface de la bille n'est pas triviale compte tenu des paramètres qui influencent celle-ci (cf. 8.4). La nouvelle génération de billes fabriquées en nitrure de silicium, Si_3N_4 , (figure 12.9-b) qui ont une surface plus lisse semble plus adéquate.

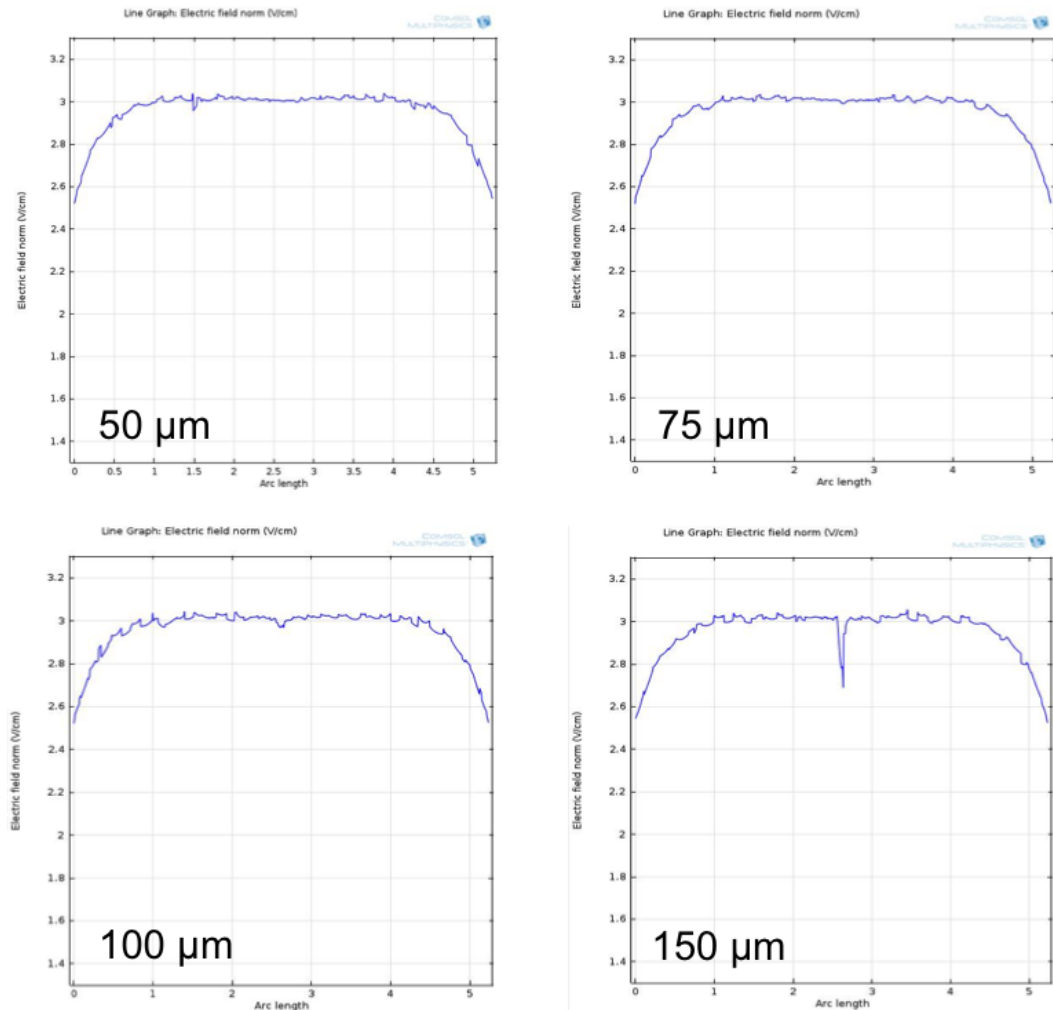


FIGURE 12.11 – Les spectres de la perturbation du champ électrique simulés à 2 mm de la surface de la bille. La rugosité de la surface de cette dernière est à l'origine de la déformation du champ.

b) La méthode pour établir le point de connexion entre la bille et le fil de haute tension varie selon les matériaux de la bille. Il s'agit principalement de trois méthodes : la soudure, le taraudage et/ou le collage.

La soudure : Pour les billes métalliques, en inox, en cuivre ou en laiton, nous avons utilisé la soudure à l'étain ou le taraudage. En ce qui concerne la soudure, la bille est portée à haute température puis une quantité suffisante d'étain est coulée dans le trou pour fixer le fil de haute tension. Cette dernière opération fait déborder l'étain liquide à l'extérieur du trou. Ce débordement d'une part modifie la sphéricité de la bille qui détériore le champ électrique, d'autre part, il accentue le phénomène d'étincelles avec le parapluie (présenté figure 12.6-a). Pour éviter ce problème, la zone où l'étain a débordé est délicatement nettoyée puis recouverte par une couche très fine de colle isolante. La figure 12.12-a montre le résultat de l'opération.

Le taraudage : Cette méthode est utilisée pour les billes métalliques. Un embout fileté est soudé sur l'âme du câble de haute tension, puis vissé dans le trou de la bille taraudée (figure 12.12-b). Cette méthode permet d'essayer des billes de différentes tailles pendant la phase d'optimisation du détecteur. Par ailleurs, nous avons constaté qu'avec

cette méthode le taux des signaux parasites augmente. Pour cette raison, la fabrication des cannes utilisant cette méthode a été abandonnée. Une étude systématique aurait pu nous expliquer le lien entre cette anomalie et un embout fileté.

Le collage : Cette méthode est utilisée pour les billes non métalliques comme celles en nitrure de silicium ou en bakélite (figure 12.12-c). De la colle conductrice est coulée dans le trou de la bille où est fixé le fil de haute tension, le tout recouvert par une colle isolante. La quantité de colle isolante est un compromis entre d'une part la dégradation du champ électrique près du point de contact du fil de haute tension de la bille et d'autre part la réduction du phénomène d'étincelles, inefficace si trop peu de colle. Une colle dont la résistivité est de l'ordre de 10^{10} - $10^{12} \Omega.m$ répond à ces critères. Nous avons mesuré la résistivité, pendant la phase de séchage d'un mélange d'Araldite et de poudre de graphite. La résistivité diminue pendant la phase de séchage pour se stabiliser vers $2.5 \times 10^{11} \Omega.m$, valeur acceptable (figure 12.13).

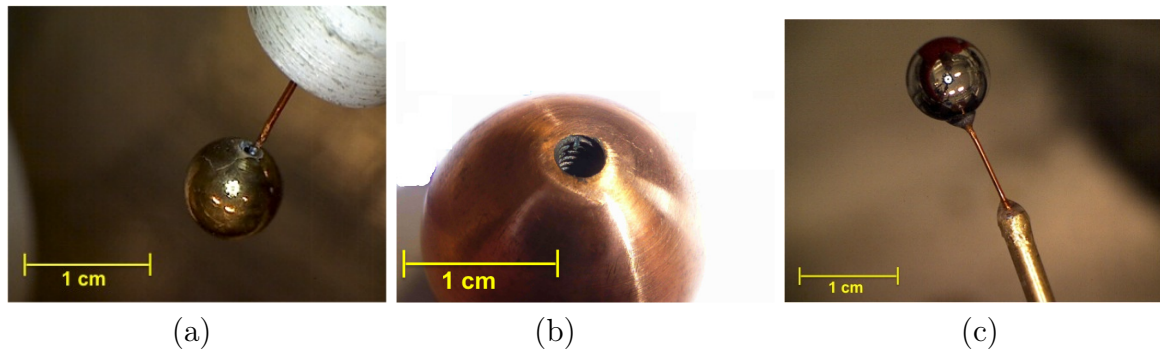


FIGURE 12.12 – Différentes techniques déployées pour faire la connexion bille avec le fil de haute tension ; (a) soudure ; (b) taraudage ; (c) collage.

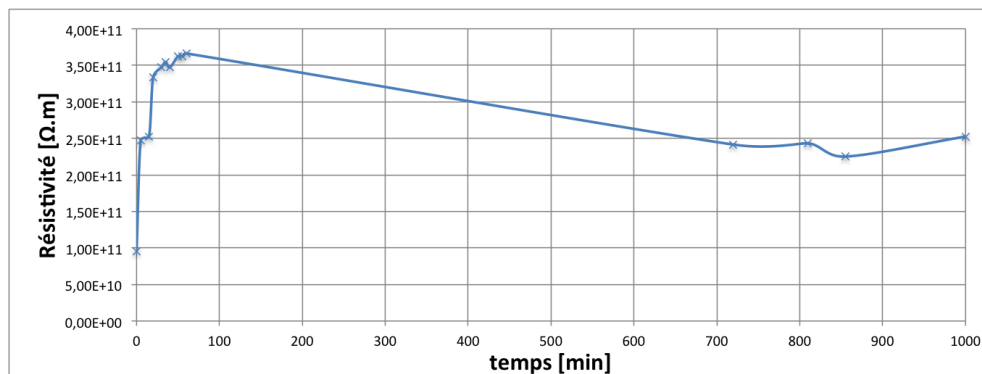


FIGURE 12.13 – Mesure de la résistivité de la colle (poudre de graphite + Araldite rapide), utilisée pour le collage de la bille. Début du collage à $t = 0$.

12.3.5 Le disque correcteur de champ électrique

Le disque correcteur de champ électrique, appelé parapluie, est un disque placé à quelques millimètres de la bille et positionné dans le support de fixation bille/parapluie, présenté sur la figure 12.14. Il est porté à une haute tension positive plus faible que celle de la bille, avec une valeur ajustée pour imposer l'équipotentielle attendue à son niveau.

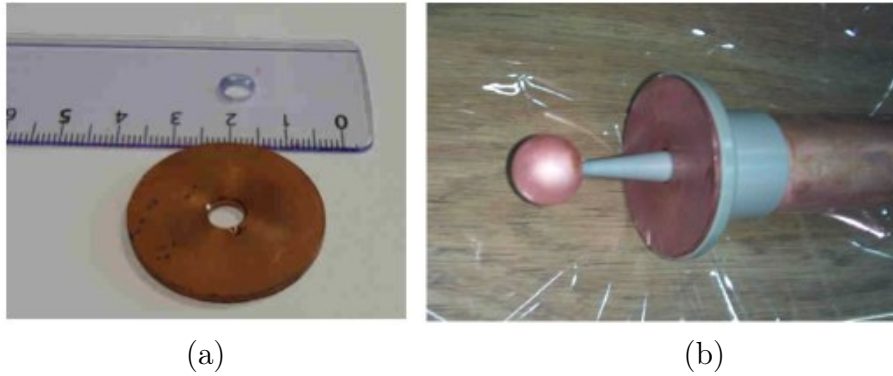


FIGURE 12.14 – (a) Le disque correcteur du champ électrique d'un diamètre de 33 mm ; (b) placé dans son support.

Le diamètre du parapluie dépend de la taille de la bille et de la distance bille/parapluie. Cette dernière a un impact direct sur la résolution en énergie. Plus le rayon de la bille est petit, plus celui du parapluie doit être petit, ainsi que la distance bille/parapluie. Le diamètre du parapluie ne peut dépasser le diamètre d'ouverture du détecteur. Cette contrainte limite la distance entre la bille et le parapluie lors de la conception de la canne. Cette distance est optimisée par les simulations et les expérimentations effectuées.

Une deuxième tension positive appliquée au parapluie permet de corriger le champ électrique dans la région entre la bille et le parapluie. La simulation a montré que les lignes de champ sont perturbées le long du tube de la canne (cf : paragraphe 6.2). Le parapluie corrige le champ électrique, autour de la bille, de cet effet perturbateur. La deuxième tension appliquée au parapluie dépend de la taille de la bille et de la distance bille/parapluie. Dans le cas de la canne présentée sur la figure , il s'agit d'une distance bille/parapluie de 24 mm pour une bille de rayon de $r = 6 \text{ mm}$. Pour que le bord du parapluie soit sur une équipotentielle, il convient de choisir sa tension à une valeur $d/r = 4.8$ fois plus faible que celle de la bille (cf figure 12.15) ; ce que nous avons vérifié expérimentalement.

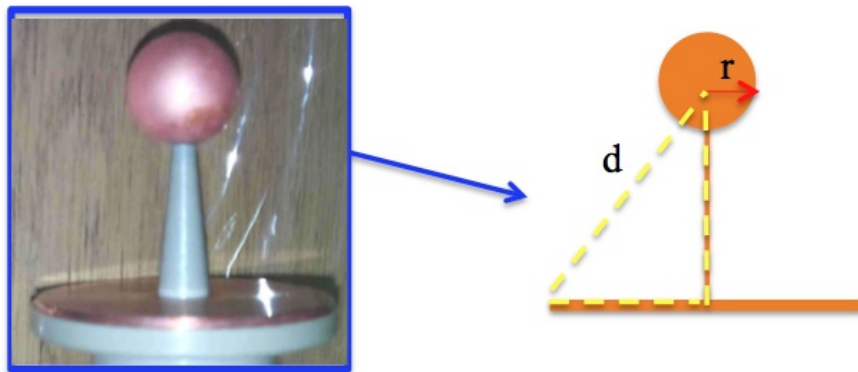


FIGURE 12.15 – Schéma explicatif pour le calcul du rapport $HV_1/HV_2 = d/r$.

12.3.6 Le support de fixation Bille/Parapluie

Le support de fixation bille/parapluie, présenté sur la figure 12.16, est une pièce en PEEK [84]. Ce matériau est choisi pour sa pureté radioactive et sa propriété isolante.

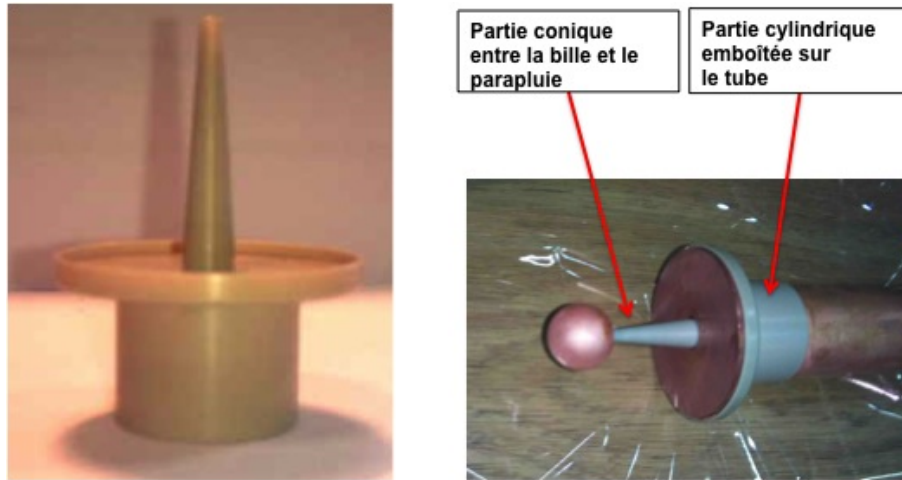


FIGURE 12.16 – *Le support (isolant) de fixation bille/parapluie en PEEK.*

Ce support isolant se compose de deux parties : la partie conique, qui est entre la bille et le parapluie et la partie cylindrique, en arrière du parapluie, qui joue le rôle d'un isolant sur le tube en cuivre et limite le phénomène d'étincelles (cf : 12.3.3).

Dans certains tests nous avons utilisé à la place de cette pièce isolante une pièce résistive conique afin que celle-ci joue le rôle de dégradeur de champ.

12.3.7 Cas particulier du support fixation conique résistif bille/parapluie

Le support fixation bille parapluie peut être une pièce conique résistive. Cette pièce permet une dégradation continue en $1/r$ et non plus discrète du potentiel de la bille au parapluie [85].

Les calculs ont été faits pour une pièce ayant la forme d'un double cône comme présenté sur la figure 12.17.

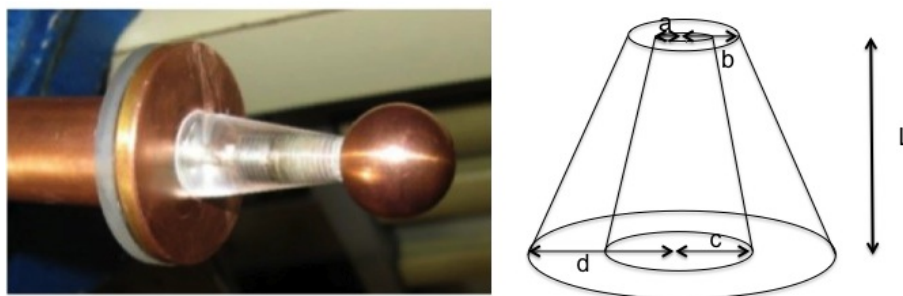


FIGURE 12.17 – *Le support conique de fixation bille/parapluie.*

La petite surface du cône est en contact avec la bille au potentiel HV_1 et la grande surface avec le parapluie au potentiel HV_2 . La résistance globale entre des deux faces est donnée par l'expression [85] :

$$R = \frac{\rho L}{\pi (d-b)(r_1-r_2)} \left(\ln \left(\frac{d-r_1}{d-r_2} \right) - \ln \left(\frac{b-r_1}{b-r_2} \right) \right) \quad (12.1)$$

$$r_{1,2} = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$$

où

$$A = 1 - \left(\frac{c-a}{d-b} \right)^2$$

$$B = 2b \left(\frac{c-a}{d-b} \right)^2 - 2a \left(\frac{c-a}{d-b} \right)$$

$$C = 2ab \left(\frac{c-a}{d-b} \right) - a^2 - b^2 \left(\frac{c-a}{d-b} \right)^2$$

Dans le cas où les deux cônes convergent au centre de la bille, l'expression 12.1 se réduit à :

$$R = \frac{\rho L}{\pi db}$$

Avec une résistivité de l'ordre de $10^6 \Omega.cm$ un courant de l'ordre du μA qui traverse la pièce assure le dégradé de potentiel désiré pour que le champ électrique reste radial en son voisinage.

12.3.8 Le tube de la canne

Le bras support interne, appelé le tube de la canne, est le support de la bille qui permet à celle-ci d'être placée au centre de la sphère. C'est dans ce tube que les fils de haute tension passent pour alimenter la bille et le parapluie. Ce tube en cuivre est composé de divers éléments :

1. Des ouvertures qui permettent lors du pompage du détecteur un dégazage plus efficace
2. Des séparateurs en PEEK qui maintiennent les fils de haute tension, positionnés dans l'axe du tube
3. La tête triangulaire, pièce spécifique à SEDINE, emboîtée à l'arrière du tube, fixe la canne dans le détecteur sur l'une de ses ouvertures prévue à cet effet et permet l'injection du gaz par la même ouverture. Cette tête triangulaire se fixe dans la gorge de l'ouverture par trois vis dites « talon ». La figure 12.18 illustre l'ensemble de ces parties.

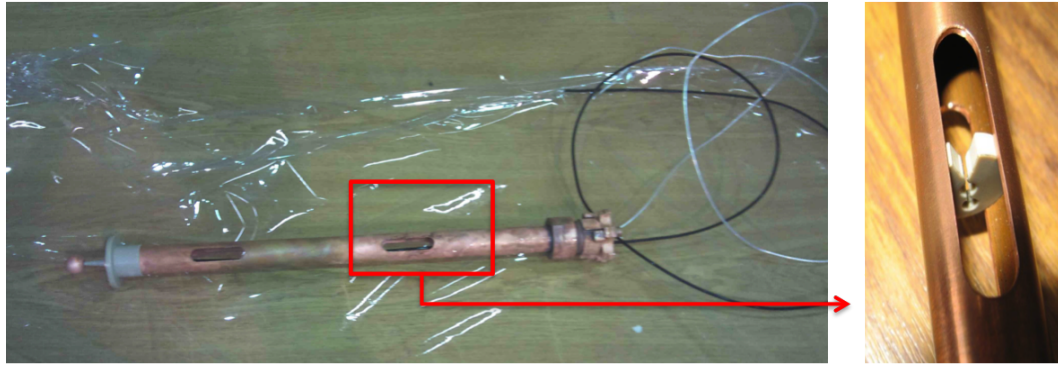


FIGURE 12.18 – Le tube de la canne, les fils de haute tension traversant celui-ci, leur séparateur (zoom sur la figure de droite), et la tête triangle pour fixer la canne sur le détecteur.

12.4 La chaîne d'acquisition

La bille et le parapluie sont respectivement reliés aux hautes tensions HV_1 et HV_2 via des fils de haute tension à l'extérieur du détecteur et des fils spécifiques de haute tension de basse radioactivité à l'intérieur du détecteur. Actuellement, le détecteur fonctionne avec une seule voie d'acquisition qui est celle de la bille : le fil reliant la haute tension à la bille sert à la lecture du signal à travers une capacité de découplage. La chaîne d'acquisition présentée sur la figure 12.19, est composée de deux parties l'une analogique et l'autre numérique fixées sur une plaque de cuivre relié à la masse à l'extérieur du blindage. Le signal analogique conduit par le fil est découplé de la haute tension par une capacité avant d'être amplifié par un amplificateur de charge dont la sortie est éventuellement transmise sur un oscilloscope. Puis ce signal analogique est numérisé par un module *ADC* (baptisée CALI) puis traité par un programme informatique appelé SAMBA (programme d'acquisition installé sur un MAC).

12.4.1 La partie analogique de la chaîne d'acquisition

1. **La boîte des filtres :** Dans la boîte des filtres, présentée sur la figure 12.20-a, il y a deux séries de filtres passes bas en parallèle sur le chemin des hautes tensions. Les hautes tensions HV_1_IN et HV_2_IN sont connectées puis filtrées avant d'être appliquées à la bille et au parapluie respectivement. Actuellement, dans le détecteur sphérique, il n'y a que le signal de la bille, montré sur la figure 12.20-b qui est lu. Avec le même câble que HV_1 , le signal est récupéré (Sig_IN) via une capacité de couplage avant d'être envoyé (Sig_OUT) sur le préamplificateur. Une self a été utilisée pour diminuer le bruit haute fréquence venant du module de haute tension.
2. **Le préamplificateur de charge :**
L'étape suivante dans le traitement du signal est l'amplification à travers un préamplificateur de charge. Celui-ci amplifie le signal d'entrée pour donner un signal de sortie proportionnel à la charge totale déposée sur la bille. L'impulsion décroît avec une constante de temps « τ » propre au préamplificateur utilisé. Les différents préamplificateurs utilisés sur le détecteur sphérique sont des modèles

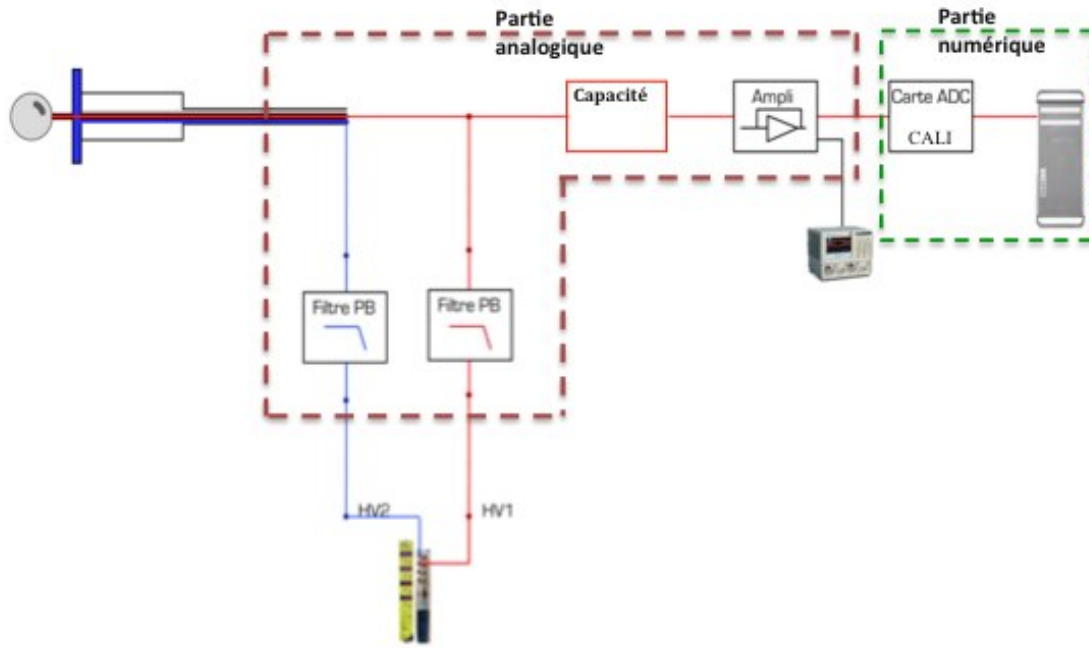


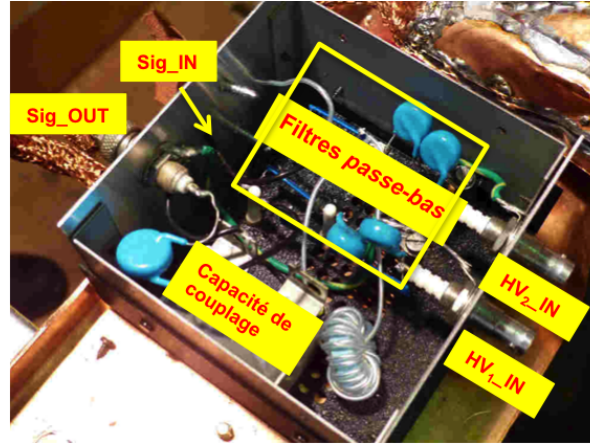
FIGURE 12.19 – Schéma de la chaîne d'acquisition du détecteur composée de deux parties : analogique et numérique.

2001, 2006 et 2006A de CANBERRA [86] qui sont conçus pour les détecteurs proportionnels. Dans le cadre d'une acquisition d'événements à grand temps de montée et à faible taux, le modèle 2001 qui a la plus longue constante de temps, $\tau = 200 \mu s$ est mieux adapté car il présente le plus faible déficit balistique (cf paragraphe 9.3). Les modèles 2006 et 2006A avec la constante de temps $\tau = 30 \mu s$ sont plus adaptés aux événements à dépôt ponctuel qui nécessite un bon rapport signal sur bruit. Ces préamplificateurs proposent deux choix de gain (un facteur 5) via un cavalier. Le tableau 12.1 indique leurs caractéristiques mesurées à leur gain faible.

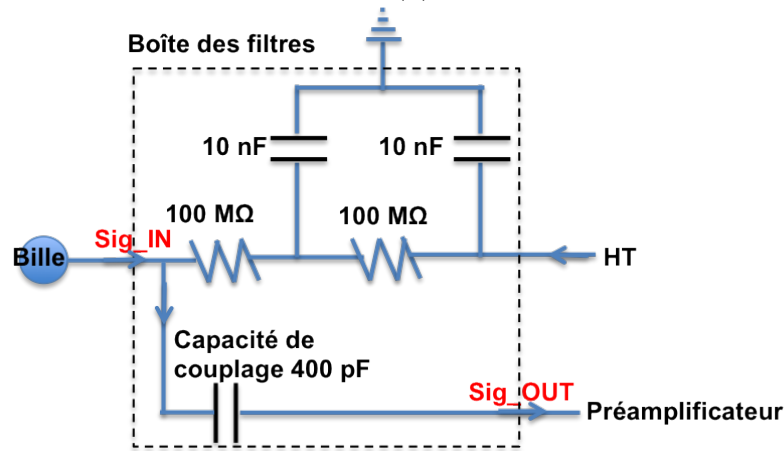
Caractéristiques de préamplificateurs				
Modèles d'amplificateurs (gain bas)	2001	2006A	2006	
Sensibilité [mV/pC]	220	180	180	
τ [μs]	200	32	30	
Bruit RMS [électron]	1000	500	500	

TABLE 12.1 – Caractéristiques des préamplificateurs de charge (CANBERRA) utilisés pour l'acquisition des données.

Un autre préamplificateur de charge est en phase de test sur le détecteur. Il s'agit d'AMPTEC A250CF CoolFET, un préamplificateur de très bas bruit électronique de 70 électrons (pour une capacité de $0 pF$ à l'entrée) [87]. Sa particularité est qu'il puisse être utilisé pour des signaux très rapides avec son temps de montée $= 2.5 ns$ et une constante du temps $\tau = 500 \mu s$. J'ai mesuré la sensibilité du préamplificateur soit par l'entrée test



(a)



(b)

FIGURE 12.20 – (a) Les éléments de la boîte des filtres qui constituent la première maille de la partie analogique de la chaîne d'acquisition ; (b) Le schéma simplifié indiquant le sens du signal de la bille jusqu'à l'étape d'amplification.

interne ($C = 0.5 \text{ pF}$) soit par l'entrée standard à travers une capacité externe ($C = 2 \text{ pF}$).

Pour la mesure par l'entrée test du préamplificateur, un signal carré d'amplitude V et de largeur 1 ms est envoyé à son entrée test à travers une capacité de 0.5 pF , comme montrée sur la figure 12.21. La charge injectée à l'entrée de l'amplificateur est égale à :

$$Q_{in} = C \times V$$

Pour $V = 50 \text{ mV}$; $Q_{in} = 25 \times 10^{-15} \text{ Coulomb} = 0.025 \text{ pC}$

Avec la tension mesurée à la sortie, $V_{out} = 50 \text{ mV}$, on obtient la sensibilité du préamplificateur :

$$S = \frac{V_{out}}{Q_{in}} \simeq 2V/pC$$

Le bruit électronique mesuré dans ces conditions est de 100 électrons, compatible avec la valeur d'usine.

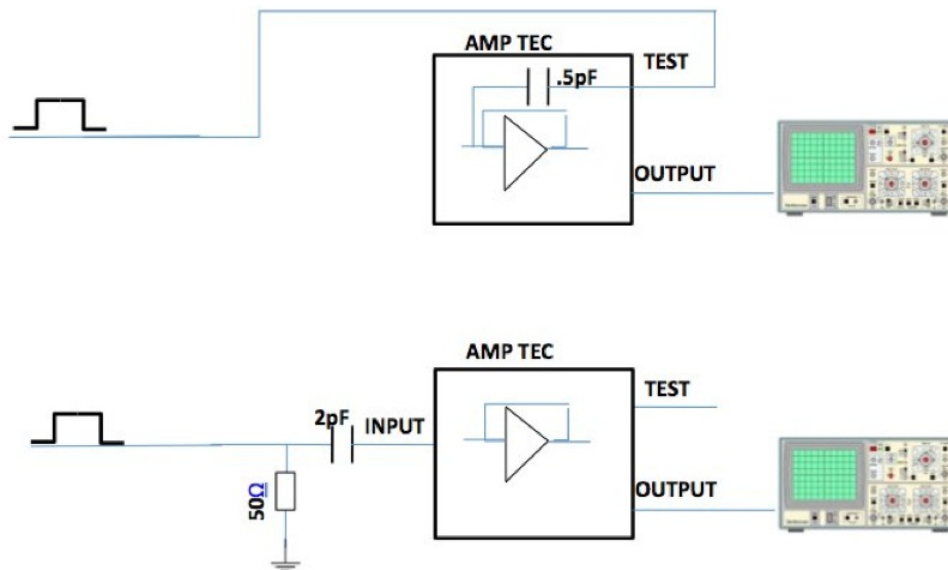


FIGURE 12.21 – Schéma de mesure avec préamplificateur d'AMPTEK.

12.4.2 La partie numérique de la chaîne d'acquisition

Le signal analogique est ensuite transformé en un signal numérique via la carte ADC puis lu, traité et stocké par un logiciel d'acquisition pour y être mémorisé.

1. **Le module ADC (Carte CALI) :** Le signal amplifié est ensuite numérisé par le module ADC, baptisé « Carte CALI » (fabriquée à Saclay). Elle assure la lecture analogique et l'écriture numérique simple des données. Elle possède deux étages : analogique et numérique.

L'étage analogique est constitué d'une puce ADC à 16 bit, un gain dynamique de $\pm 1.25 \text{ V}$ ($38 \mu\text{V}/\text{bin}$) avec la possibilité de fonctionner jusqu'à une fréquence d'échantillonnage de 5 MHz , amplement suffisant, la remontée des ions étant $> 1 \mu\text{s}$, pour une bonne acquisition des signaux du détecteur sphérique et 8 entrées (positives/négatives) avec la possibilité de fonctionnement en mode AC ou DC. Leur gain est ajustable de x1, x2 et x4.

L'étage numérique contient essentiellement un circuit FPGA (programmable en VHDL). Les différentes parties de la carte CALI sont présentées sur la figure 12.22

Pour notre acquisition nous avons utilisé la sortie ethernet du module CALI pour transmettre, via un câble de réseau, les données à l'ordinateur d'acquisition.

2. **Le programme d'acquisition :** L'ordinateur par le biais d'un programme d'acquisition lit toutes les données en continu et effectue le repérage, la mise en forme et la sauvegarde des signaux selon le paramétrage déterminé par l'utilisateur. Le programme d'acquisition, SAMBA, est une version adaptée de celle utilisée dans l'expérience EDELWEISS.

Il s'agit d'une application sophistiquée capable d'enregistrer les événements en deux modes « stream » ou « trigger ». En mode stream, tous les signaux sont enregistrés sans aucun critère de sélection. En mode trigger ou événement (le

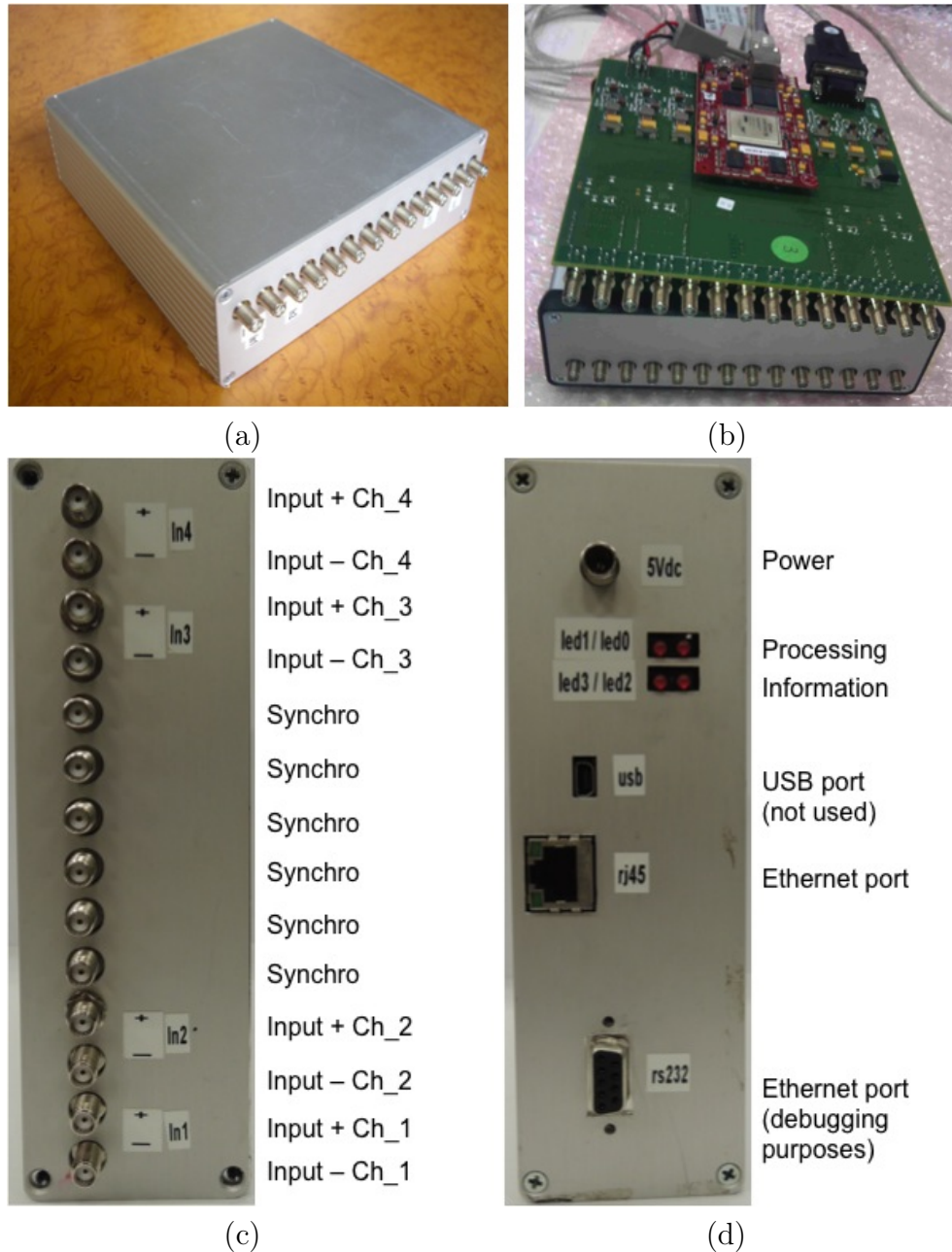


FIGURE 12.22 – Différentes vues de la carte CALI : (a) le module ; (b) la carte avec ses deux étages analogiques (le circuit imprimé, couleur verte) et sur cette dernière en mezzanine, la carte numérique (la petite carte, couleur marron) ; (c) face avant, les canaux d'entrées et ceux de synchronisation ; (d) face arrière ; l'alimentation et les différentes sorties.

mode le plus souvent utilisé), l'utilisateur fixe les paramètres et les conditions d'acceptation d'un événement. Nous avons la possibilité de configurer le trigger, à savoir de choisir un seuil sur l'amplitude, le temps de montée et la largeur du signal. Ces coupures sont appliquées directement au moment de l'acquisition. D'autres paramètres utiles peuvent être choisis par l'utilisateur comme : la largeur de la fenêtre d'acquisition, la fréquence d'échantillonnage. SAMBA enregistre les données concernant les signaux en format ASCII. Une première analyse est généralement effectuée en parallèle avec un deuxième programme, TANGO. SAMBA

affiche en temps : le défilement des signaux, l'histogramme de leur amplitude, de leur temps de montée, du bruit ainsi que du taux d'acquisition des données. La figure 12.23 représente le schéma du programme d'acquisition et d'analyse, [88].

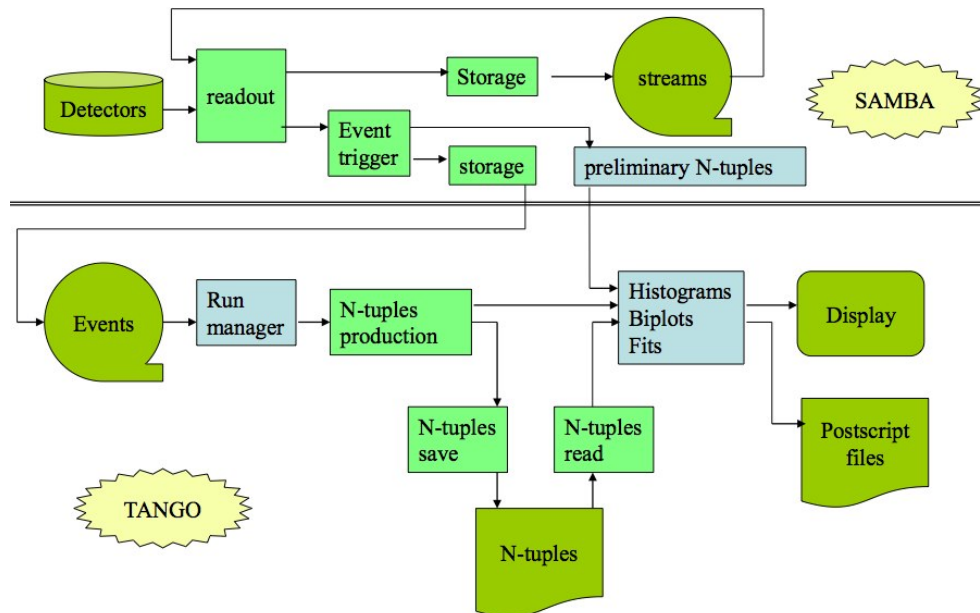


FIGURE 12.23 – Schéma de fonctionnement de SAMBA et TANGO.

Après avoir posé les jalons théoriques et techniques du SPC, nous allons maintenant présenter les calibrations et les études systématiques menées à Saclay qui nous ont permis d'optimiser les paramètres de détection.

13 Calibrations et études systématiques du détecteur à Saclay

Pendant ma présence à Saclay et avant l'installation du détecteur SEDINE - le détecteur basse radioactivité - au LSM, j'ai effectué deux types d'étalonnages : d'une part, la calibration du détecteur en énergie avec une source de neutrons et diverses sources de photons et d'autre part, une série d'études systématiques pour différents mélanges gazeux à différentes pressions.

13.1 Etudes systématiques du détecteur

Afin de trouver les paramètres optimum de fonctionnement du détecteur, nous avons fait à Saclay avec différents mélanges gazeux à différentes pressions des mesures systématiques de :

- Temps de dérive des électrons dans le gaz
- Temps de montée du signal

- Amplitude du signal
- Gain du détecteur

Les résultats de ces mesures ont servi à déterminer les paramètres de fonctionnement initiaux de SEDINE.

Pour effectuer ces mesures, une lampe UV à impulsion est placée devant le hublot MgF_2 comme présenté (figure 12.1). La lampe vise la paroi interne du détecteur. A chacune de ses impulsions, des électrons sont arrachés. Ceux qui pénètrent dans le gaz, migrent vers l'électrode centrale sous l'effet du champ électrique radial jusqu'à la zone d'avalanche proche de la petite bille où ils sont amplifiés et collectés.

Chaque impulsion crée de l'ordre de 3000 photo-électrons sur la paroi interne de l'enceinte sphérique, nombre mesuré simultanément avec une source de calibration. Le signal de déclenchement de la lampe et celui du détecteur sont enregistrés. Le signal de la lampe UV est utilisé comme trigger pour le signal du détecteur. La lumière UV atteint le cuivre du détecteur à $t = 0$, les électrons mettent un temps moyen T_d pour arriver sur l'électrode centrale avec une fluctuation Δt qui mesure la diffusion longitudinale maximale des électrons (figure 13.1).

Le temps de montée du signal (T_r), est mesuré comme étant le temps entre 10 % et 90 % du maximum du signal. La hauteur du signal est proportionnelle au gain du détecteur. Ces mesures effectuées avec un oscilloscope sont présentées sur la figure 13.1.

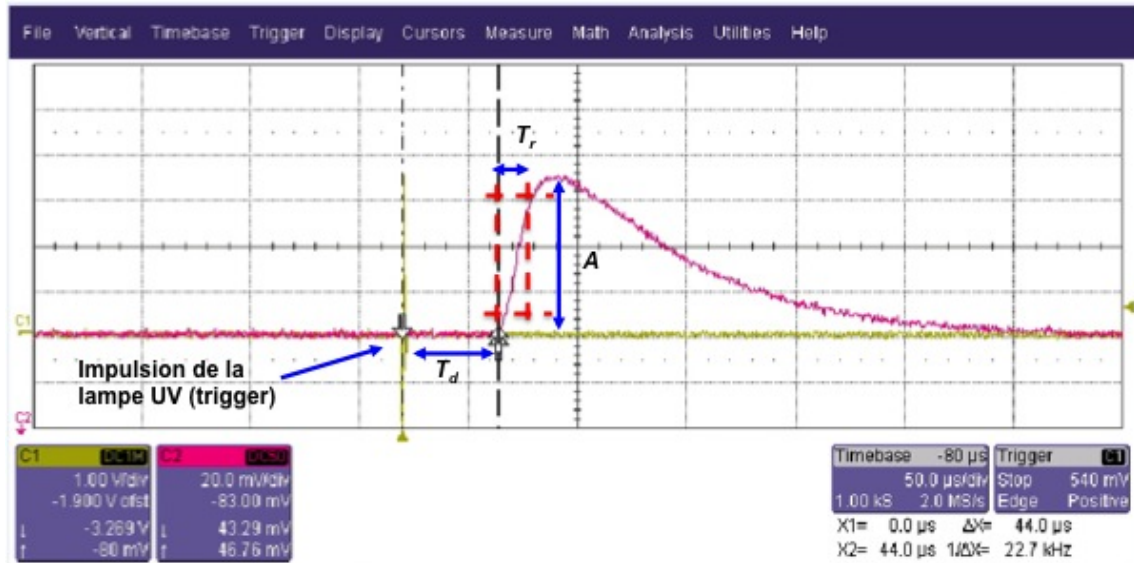


FIGURE 13.1 – En rouge le signal du détecteur, en jaune le signal de déclenchement de la lampe UV

Ces mesures sont effectuées avec différents mélanges gazeux.

13.2 Mélanges gazeux

Différents mélanges gazeux ont été étudiés pour optimiser les paramètres de détection. Ils jouent un rôle essentiel dans le fonctionnement du détecteur. Ces mélanges sont

généralement composés d'un gaz noble et d'un « quencheur ».

L'ajout de quencher comme le méthane ou éthane (gaz poly atomiques) au gaz noble permet d'absorber les photons *UV* indésirables et de retarder ainsi l'emballement de l'avalanche en étincelles en dissipant l'énergie par dissociation et collision élastique.

Nous avons calibré plusieurs mélanges gazeux à différentes pressions (tableau 13.2).

Mélanges gazeux	Pourcentage étudié (% quencher)	Pression (bar)	HV ₁ (kV)
Ar + CH ₄	2	0.05	1 - 2
		0.1	2.2 - 2.75
		0.175	2.8 - 3.6
		0.25	3.4 - 4.3
Ar + C ₂ H ₆	2	0.25	2.8 - 3.6
Ar + CH ₄ + ⁴ He	2	0.085	1.55 - 2
		0.24	3.2 - 4.3
		0.4	4.9 - 5.5
Ar + C ₂ H ₆ + ⁴ He	2	0.084	1.4 - 2
		0.25	2.7 - 3.3
		0.5	4.2 - 4.8
		0.75	5.4 - 6.4
		1	6.5 - 6.75
Ne + C ₂ H ₆	1	0.25	1.5 - 1.9
		0.5	2 - 2.6
		0.75	2.4 - 3.1
		1	2.8 - 3.4
	2	0.25	1.4 - 1.9
		0.5	2.2 - 2.9
		0.75	2.9 - 3.6
		1	3.4 - 4
Ar + C ₂ H ₆ + ⁴ He	2	0.5	3.6 - 4.2

TABLE 13.1 – *Liste des mélanges gazeux étudiés à différentes pressions et hautes tensions appliquées à la bille.*

13.3 Mesure du temps de dérive

Le temps de dérive du signal est le temps que les électrons arrachés au cuivre de l'enceinte mettent pour migrer depuis la surface interne de la sphère jusqu'à l'électrode centrale. C'est le temps, T_d (cf. figure 13.1) entre le moment de déclenchement de la lampe et le début du signal. La figure 13.2 montre les résultats de mesure du temps de dérive pour les différents mélanges à différentes pressions en fonction de la tension HV₁ appliquée à la bille.

Nous constatons que le temps de dérive est approximativement inversement proportionnel à la tension de la bille et qu'il augmente avec la pression du gaz.

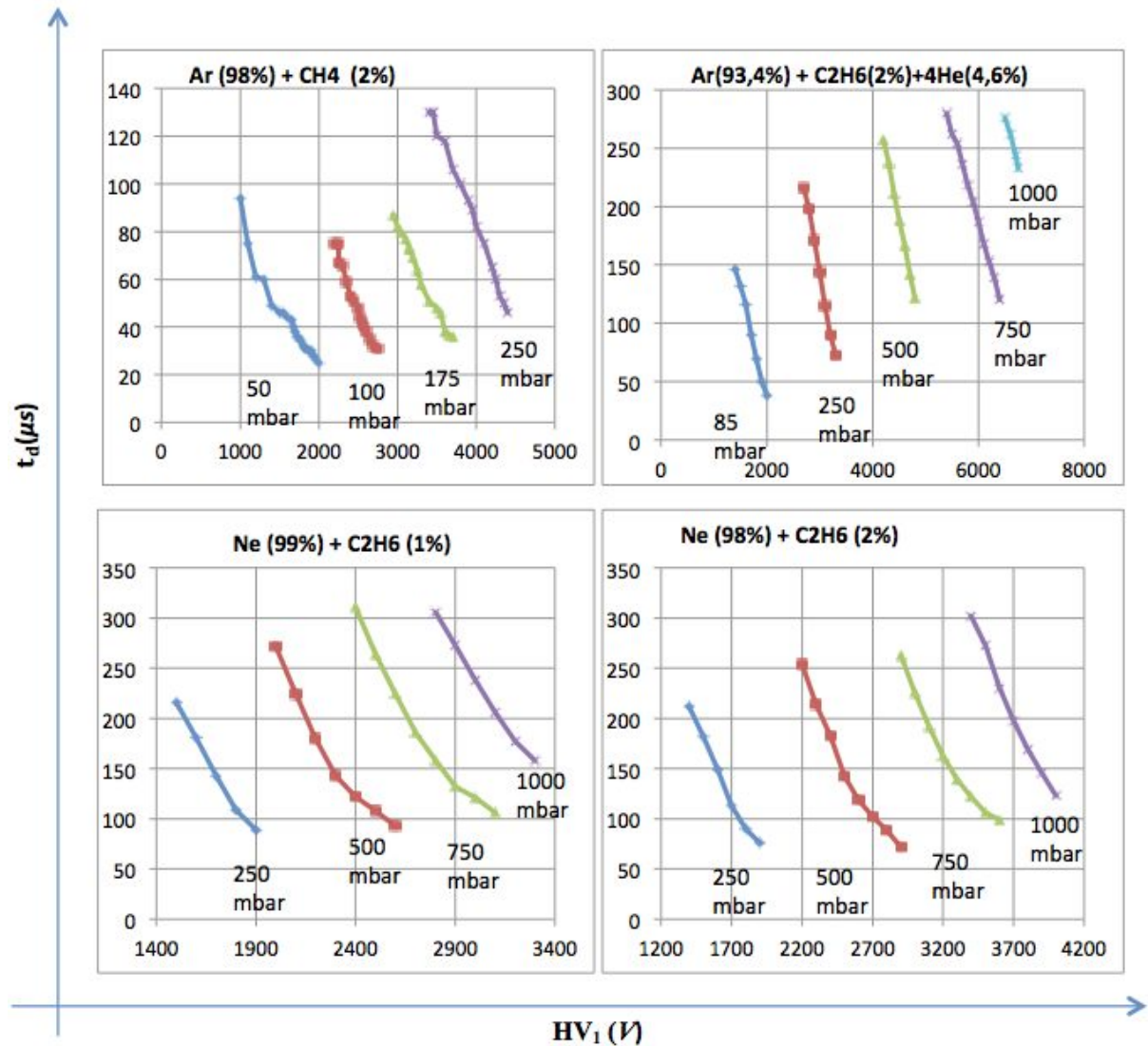


FIGURE 13.2 – La variation du temps de dérive des électrons en fonction de la tension appliquée à la bille pour différents mélanges gazeux et différentes pressions.

13.4 Mesure du temps de montée

Un autre paramètre que j'ai mesuré à l'oscilloscope est le temps de montée du signal en fonction de la tension appliquée à la bille. Le temps de montée est directement corrélé à la diffusion longitudinale des électrons dans le gaz. Les résultats sont présentés sur la figure 13.3.

Nous constatons que le temps de montée du signal diminue lorsque la tension appliquée à la bille augmente tandis qu'il augmente avec la pression du gaz.

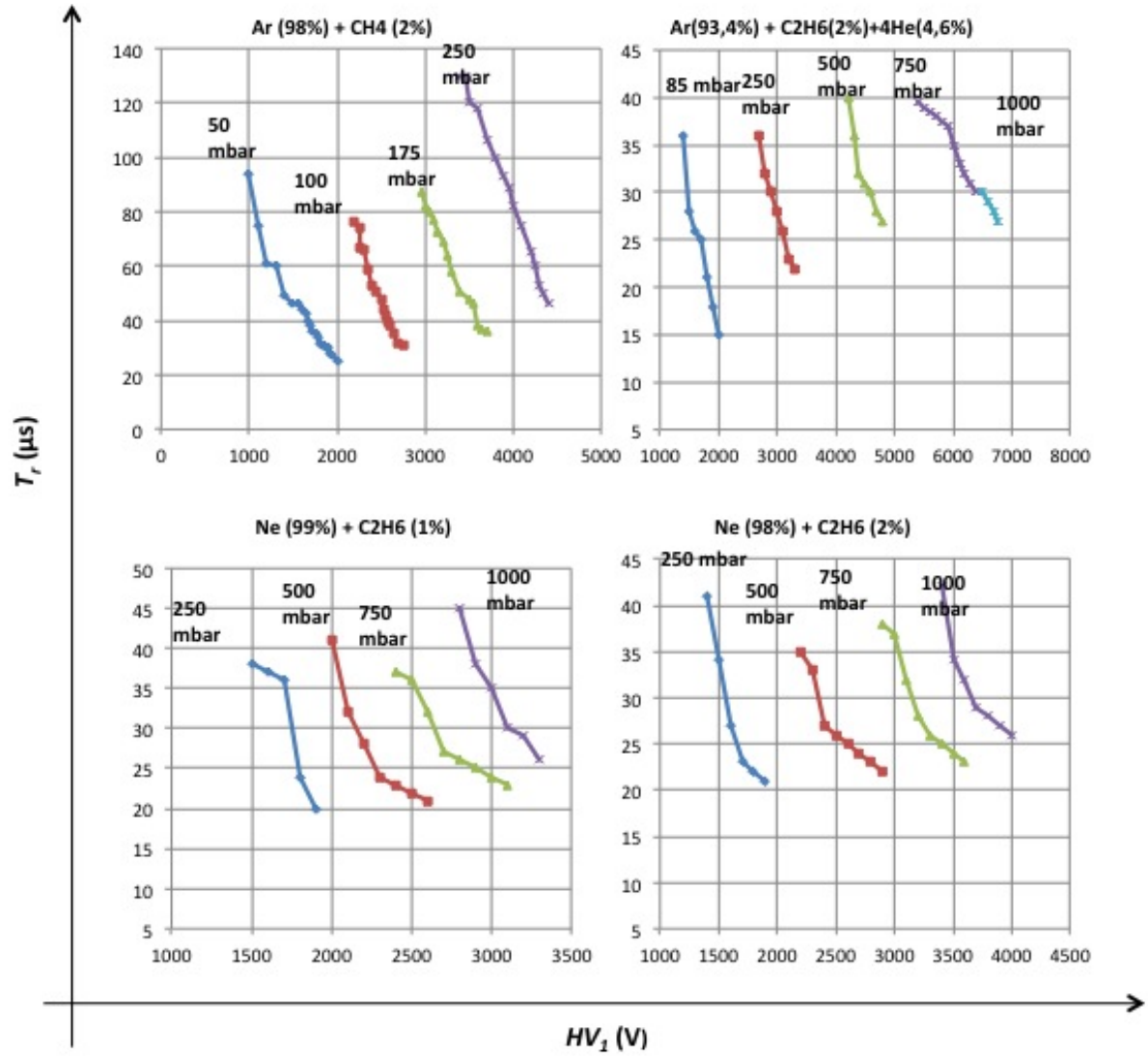


FIGURE 13.3 – La variation du temps de montée du signal en fonction de la tension appliquée à la bille pour différents mélanges gazeux et à différentes pressions.

13.5 Mesure du gain

D'après l'expression du gain (cf. relation 8.11), la connaissance de la charge moyenne déposée par la lampe UV nous permet de déterminer le gain du détecteur proportionnel à l'amplitude mesurée.

La figure 13.4 présente la variation du gain pour différents mélanges gazeux. On constate que le gain varie exponentiellement avec la tension de la bille. Le gain maximum a tendance à diminuer avec la pression.

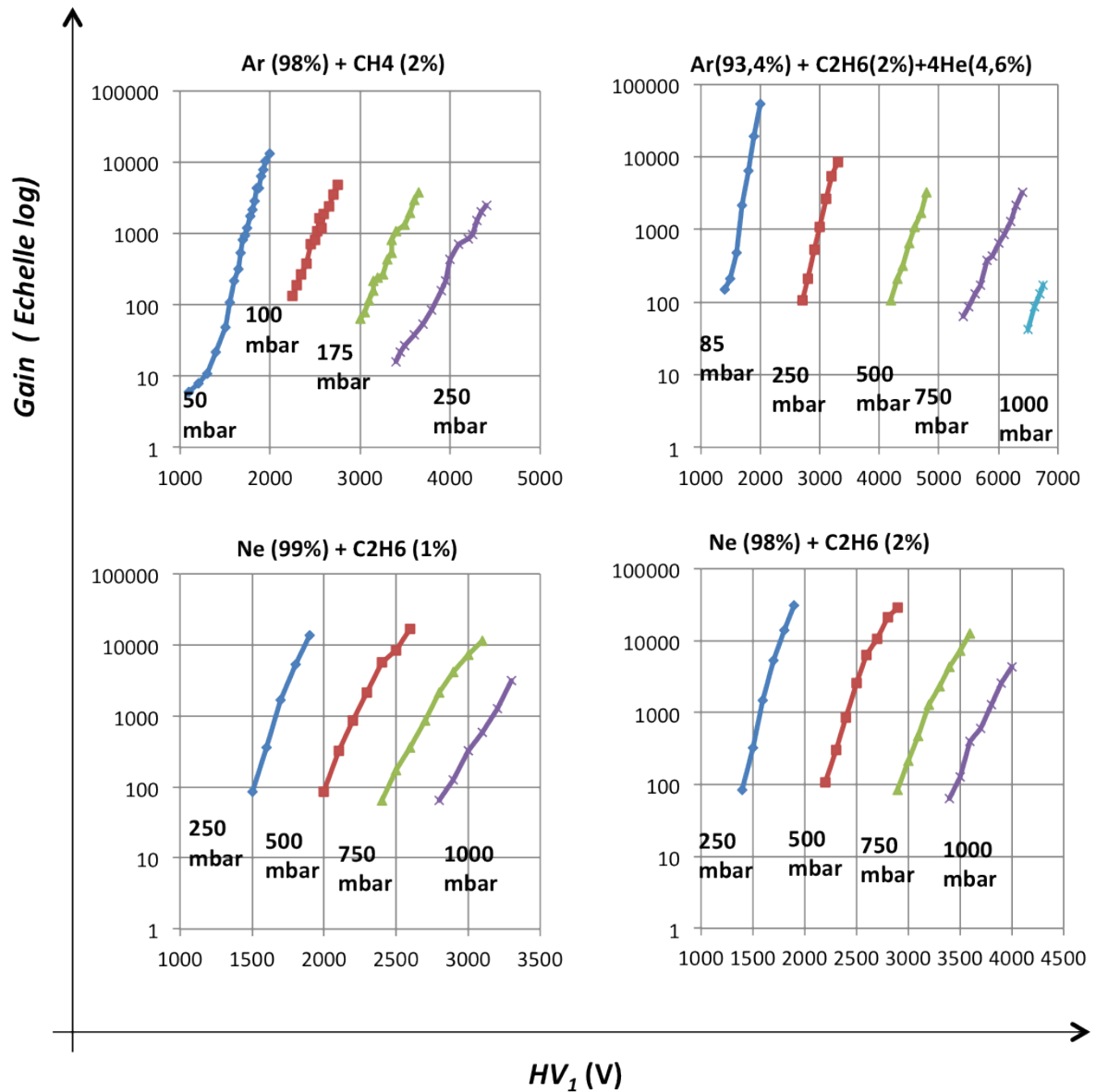


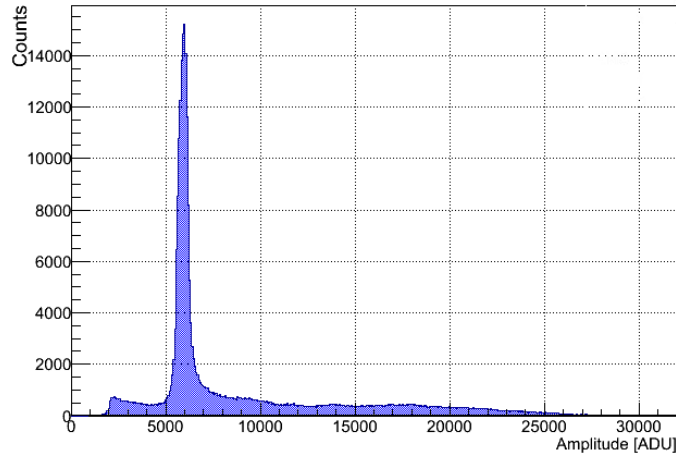
FIGURE 13.4 – La variation du gain du détecteur en fonction de la tension appliquée à la bille pour di fférents mélanges gazeux et différentes pressions.

13.6 Calibration du détecteur

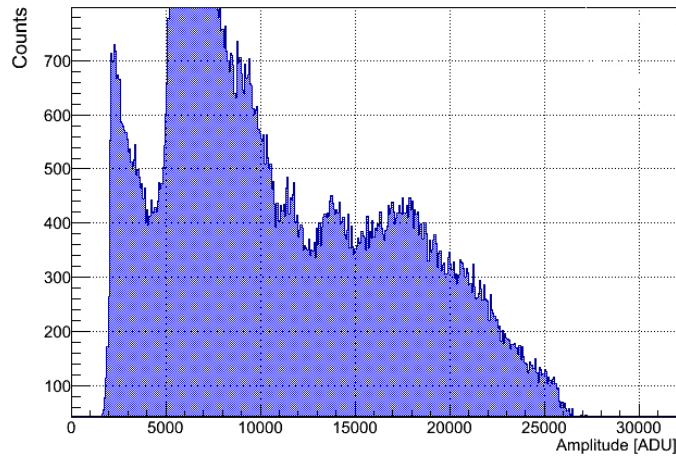
Avec le SPC à Saclay, majoritairement, nous avons effectué des calibrations dans les gammes de moyenne et de basse énergie. Le but étant toujours d’optimiser les paramètres de détections en testant différents types de cannes, différentes tailles de billes dans différents mélanges gazeux. Ces paramètres ont servis par la suite pour SEDINE ou d’autres générations de détecteurs sphérique. Dans ce qui suit, nous allons présenté les deux types de calibration effectués.

13.6.1 Calibration à moyenne énergie

Pour la calibration du détecteur à moyenne énergie, nous avons utilisé la source de neutron ^{252}Cf .



(a)

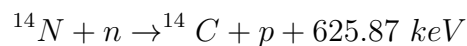


(b)

FIGURE 13.5 – Calibration du détecteur dans $\text{N}_2 + \text{C}_2\text{H}_6$ (2 %) à 1 bar avec une source de neutrons (^{252}Cf) ; (a) le pic à 6000 ADU correspond à l'énergie de 626 keV déposée par la capture des neutrons thermiques ; (b) zoom vertical (seuil d'acquisition à 2000 ADU).

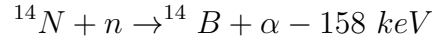
La source a été placée sur la cavité sphérique du détecteur en utilisant un support en parafine qui joue le rôle de modérateur.

La calibration avec la source de neutron a été effectuée dans un mélange gazeux à base d'azote à 250 mbar. Pour les neutrons thermiques, la réaction de capture est exothermique :



(la section efficace pour les neutrons thermiques est de 1.83 barns).

Lorsque les neutrons sont rapides une nouvelle réaction endothermique peut avoir lieu :



Sur la figure 13.5-a, le pic à 6000 *ADU* correspond à la capture des neutrons thermiques qui dépose une énergie $Q = 625.87 \text{ keV}$ ce qui calibre le détecteur à moyenne énergie. La figure 13.5-b montre la sensibilité du détecteur aux neutrons rapides.

13.6.2 Calibration à basse énergie

Nous avons fait une autre calibration en énergie dans la région entre quelques *keV* et quelques dizaines de *keV* avec des sources de photons à savoir ^{55}Fe (5.9 *keV*), ^{109}Cd (22 *keV*). Par ailleurs le détecteur de Saclay possède une source de calibration naturelle, l'excitation du cuivre de l'enceinte par les rayons cosmiques qui donne une raie *X* de fluorescence à 8.1 *keV*.

Le but est de calibrer en énergie le détecteur à différentes pressions, sachant que la réponse du détecteur varie selon le mélange gazeux utilisé.

Pour la calibration, la source est placée devant une fenêtre du détecteur - une feuille en aluminium de 20 microns - prévue à cet effet. Cette fenêtre assure l'étanchéité de l'enceinte sphérique tout en laissant passer suffisamment de rayonnement émis par la source. Les figures 13.6 et 13.7 présentent le temps de montée du signal en fonction de l'amplitude (à gauche), et la projection en amplitude (à droite), respectivement pour une source de ^{55}Fe et ^{109}Cd .

Sur la figure 13.6 est présentée la calibration avec une source de ^{55}Fe dans un mélange $\text{Ar} + \text{CH}_4$ (2%) à 50 *mbar*. Nous observons trois bandes verticales qui s'étendent de 14 à 20 μs : celle à $\approx 2350 \text{ ADU}$ correspond à la fluorescence *X* du cuivre, celle à ≈ 1500 à la raie de ^{55}Fe et son échappé dans l'argon à $\approx 800 \text{ ADU}$.

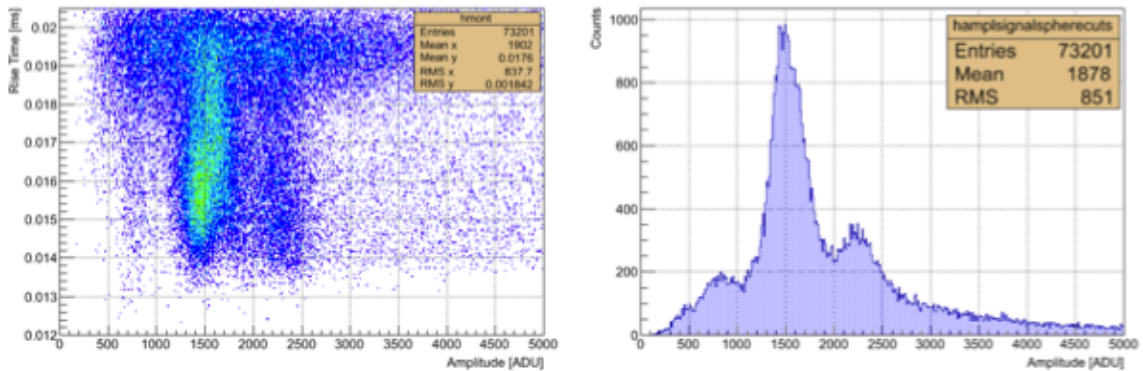


FIGURE 13.6 – Calibration avec une source de ^{55}Fe dans un mélange $\text{Ar} + \text{CH}_4$ (2%) à 50 *mbar*. A gauche, le temps de montée en fonction de l'amplitude, à droite la projection en amplitude.

Sur la figure 13.7 est présentée la calibration avec la source ^{109}Cd , à environ 900 *ADU* la raie du cadmium et à environ 350 *ADU* la fluorescence *X* du cuivre. Le temps

de montée pour les deux sources varie entre 11.5 à 15.6 μs .

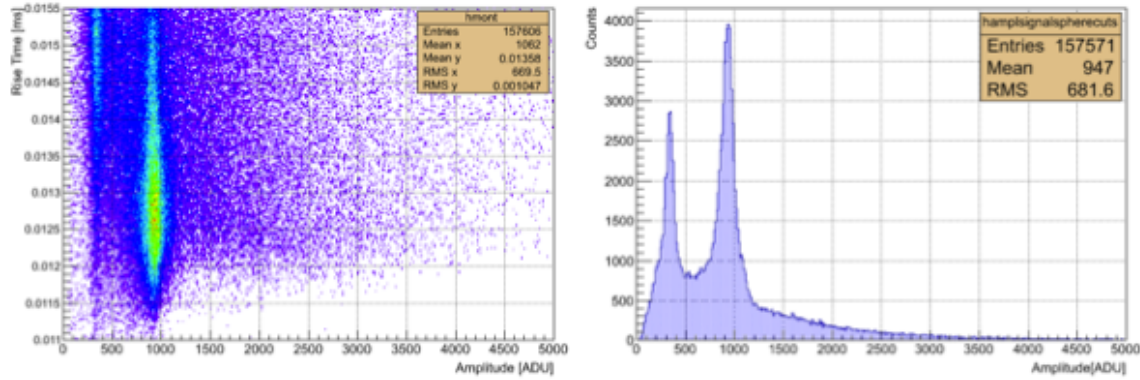


FIGURE 13.7 – Calibration avec une source de ^{109}Cd dans un mélange $\text{Ar} + \text{C}_2\text{H}_6$ (2%) à 200 mbar. À gauche, le temps de montée en fonction de l’amplitude, à droite la projection en amplitude.

Les calibrations précédentes ont été effectuées à des pressions standard. Nous nous sommes également intéressés au fonctionnement du détecteur à très basse pression.

13.6.3 Calibration à très basse pression

Une autre sorte de calibration effectuée avec le SPC a été celle à très basse pression. Nous avons rempli le détecteur de quelques millibar de gaz et regardé sa réponse pour une source ^{55}Fe en fonction de la haute tension appliquée sur la bille. La figure 13.8, présente la réponse du détecteur à 1 et 3.5 mbar d’éthane pour la raie X à 5.9 keV. Comme pour les pressions supérieures, on constate que le gain varie exponentiellement avec la tension. Ce test confirme la capacité du détecteur à fonctionner dans une très large gamme de pressions [89].

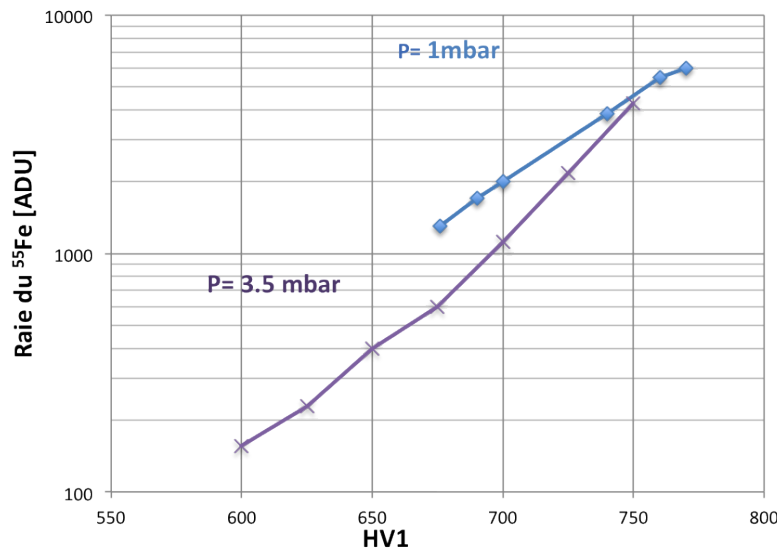


FIGURE 13.8 – Test de fonctionnement du détecteur à très basse pression

13.6.4 Calibration selon la taille de la bille

Le champ électrique au voisinage de la bille est proportionnel à la tension appliquée et inversement proportionnel à son rayon. En conséquence à gain équivalent, la tension appliquée à la bille sera d'autant plus faible que celle-ci sera de taille réduite.

Les figures 13.9-a et 13.9-b, représentent deux cannes avec des billes, respectivement, de 4 et 8 mm de rayon.

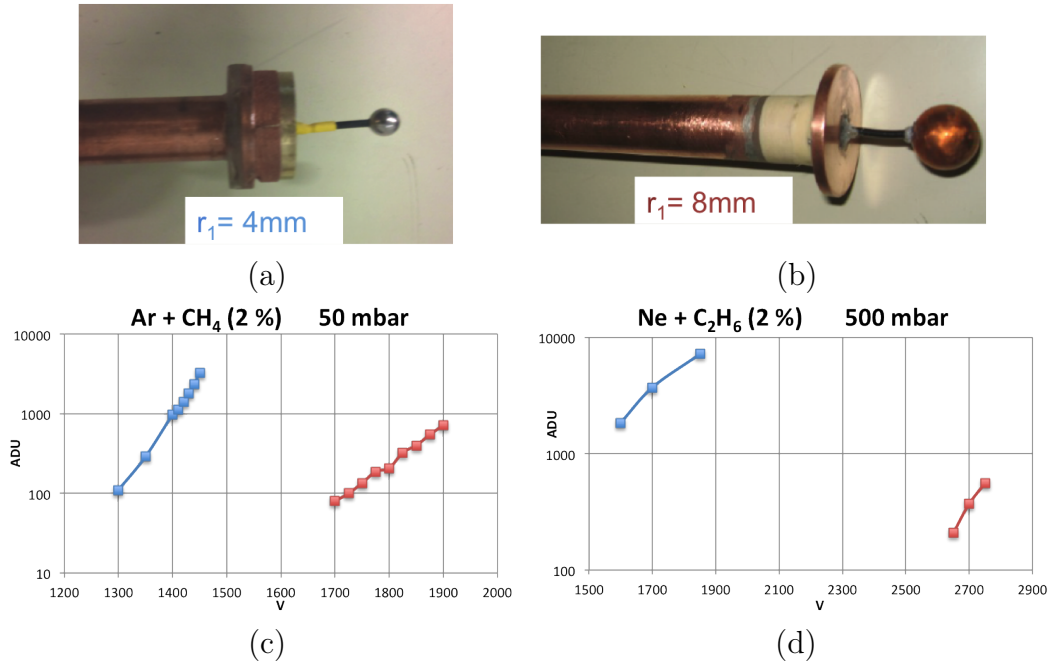


FIGURE 13.9 – Les cannes avec bille de rayon (a) 4 mm ; (b) 8 mm (c) leurs réponses respectives à une source de ^{55}Fe en fonction de leur tension.

Ainsi les petites billes sont plus favorables pour faire fonctionner le détecteur à haute pression car les hautes tensions sont plus faibles qu'avec des billes plus grosses.

Nous avons mesuré avec ces deux cannes, la position de la raie à 5.9 keV de la source de ^{55}Fe dans Ar + CH₄ (2 %) à 50 et 500 mbar (figures 13.9-c et 13.9-d). On constate que pour avoir sensiblement le même gain, les tensions appliquées à la bille de rayon 4 mm sont environ 30 % moins élevées que celles de 8 mm [90].

13.7 Amélioration du système de détection

Nous avons expliqué précédemment les paramètres techniques susceptibles d'influencer la résolution en énergie. Nous avons réussi à fabriquer une nouvelle canne pour laquelle seule la gaine du fil de haute tension a été utilisée comme isolant entre la bille et le parapluie (figure 13.10-b).

Nous avons d'une part simulé le champ électrique autour de la bille, d'autre part mesuré la performance de cette canne [91, 90].

A l'aide du programme de simulation « COMSOL Multiphysics » [66], nous avons étudié l'homogénéité du champ électrique à 2 mm de la surface de la bille d'une part

pour cette canne et d'autre part pour celle où un isolant était placé autour du fil de haute tension (ancienne génération) entre la bille et le parapluie (figure 13.10-a). Le résultat de la simulation représentée sur la figure 13.10-c montre que l'homogénéité ($\Delta E/E$) du champ électrique est meilleure d'un facteur 10 pour la canne sans isolant (figure 13.10-b).

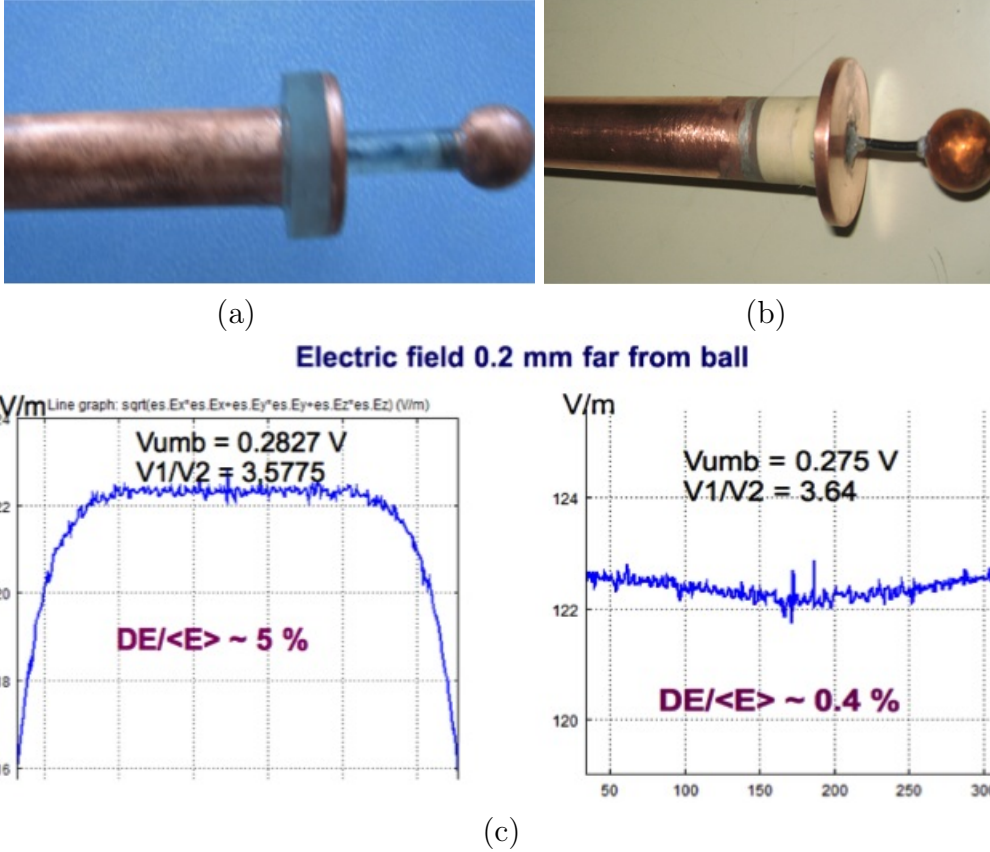


FIGURE 13.10 – Canne (a) avec isolant autour du fil de haute tension ; (b) sans celui-ci ; (c) les résultats respectifs de la simulation.

Les mesures ont été effectuées dans un mélange Ar + CH₄ (2 %) à 50 mbar avec le détecteur de Saclay. La figure 13.11 représente le temps de montée du signal en fonction de son amplitude (à gauche) et le spectre en amplitude (à droite) pour les deux types de canne. La bande verticale comprise entre 7 et $\approx 11 \mu s$ correspond à la raie de fluorescence X du cuivre. La résolution en énergie est deux fois meilleure lorsqu'on n'ajoute pas une autre couche d'isolant autour du fil de haute tension (entre la bille et le parapluie).

Les photons X de la raie du cuivre déposent leur énergie isotropiquement dans l'enceinte sphérique, la bonne résolution mesurée tient compte de l'ensemble des paramètres qui influe l'homogénéité du champ électrique.

Il s'avère ainsi que cette canne a donné la meilleure résolution en énergie, désormais la nouvelle génération de cannes utilise cette configuration.

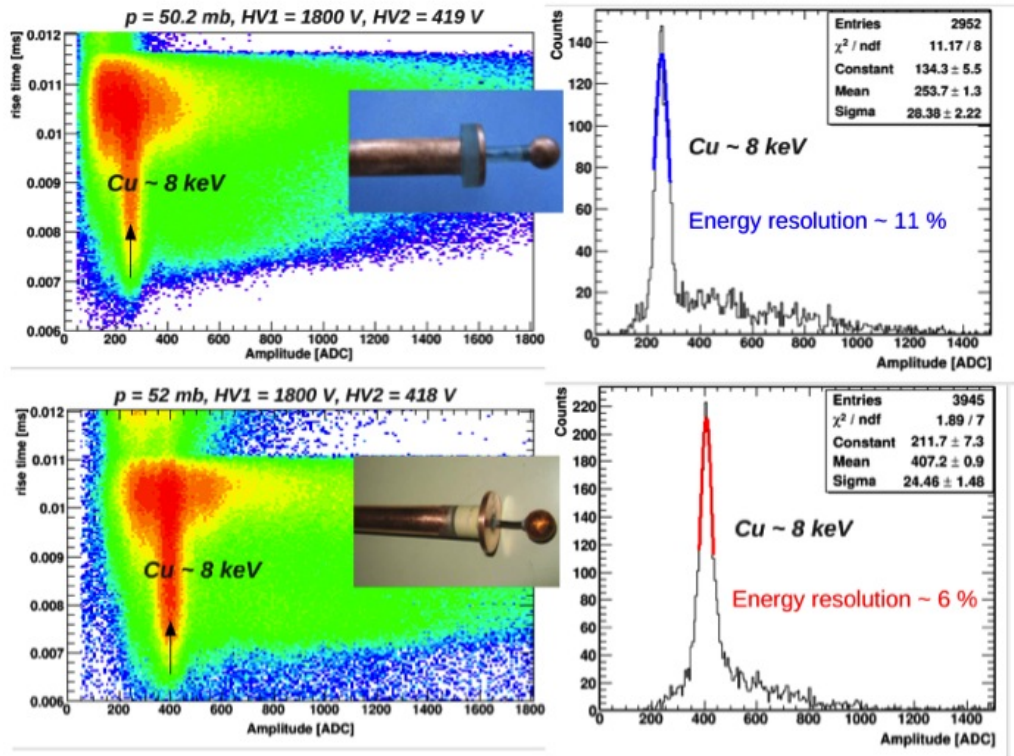


FIGURE 13.11 – Résultats des mesures de la résolution en énergie des deux types de canne.

14 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé différentes caractéristiques du SPC, les concepts théoriques nécessaires à une meilleure compréhension des phénomènes de physique et de la formation du signal dans le détecteur gazeux sphérique, la spécificité de détection, les méthodes d'analyse, l'aspect technique du détecteur, les calibrations et les études menées à Saclay ainsi que l'amélioration du système de détection suite à la fabrication d'un senseur.

Les calibrations et les études systématiques ainsi que la technique de fabrication du senseur ont été réalisées afin de trouver les meilleurs paramètres de détection. Ils seront réinvestis pour le fonctionnement de SEDINE, détecteur bas bruit de fond, destiné à la recherche d'événements rares à basse énergie.

L'étude de ce détecteur est le sujet principal de ma thèse qui fait l'objet du chapitre suivant.

Quatrième partie

SEDINE Détecteur bas bruit

Sommaire

1	Introduction au projet SEDINE	116
2	Laboratoire Souterrain de Modane (LSM)	116
2.1	Présentation du LSM	116
2.2	Radioactivité ambiante au LSM	118
3	Aspect technique de SEDINE	119
3.1	Construction du détecteur	119
3.2	La technique de fabrication	119
3.3	L'environnement du détecteur	119
3.4	La sphère	120
3.4.1	Détecteur en mode scellé	121
3.4.2	Stabilité du gain du détecteur	122
3.4.3	Ouvertures du détecteur	124
3.5	Le tube en « S »	125
3.6	Interfaces de connexion	126
3.6.1	Système de pompage	128
3.6.2	Système d'injection du gaz	128
3.6.3	Système de mesure de la pression	128
3.6.4	Système de la soupape de sécurité	129
3.6.5	Système de la calibration avec la source gazeuse	129
4	Les composants de SEDINE	130
4.1	Les matériaux utilisés	130
4.2	Les matériaux testés	133
5	Blindage	135
5.1	Blindage en polyéthylène	137
5.2	Blindage en plomb	138
5.3	Blindage en Cuivre	139
6	Calibration de SEDINE	141
6.1	Fabrication d'une source de calibration	141
6.2	Calibration en énergie de SEDINE	142
7	Bruit de fond de SEDINE	144
7.1	Introduction	144
7.2	Simulation du bruit de fond externe	147
7.2.1	Simulation du bruit de fond à travers l'ensemble du blindage	147
7.2.2	Simulation du bruit de fond détaillée par couche du blindage	148

7.3	Contamination de la surface interne de SEDINE	152
7.3.1	Contamination due à l'exposition aux rayons cosmiques . . .	153
7.3.2	Contamination due à la procédure de fabrication	154
7.3.3	Résultats des premières mesures	154
7.3.4	Première attaque chimique de l'enceinte sphérique	155
7.3.5	Deuxième attaque chimique du détecteur	157
7.3.6	Attaque chimique de la canne	159
7.4	Contamination due au radon	160
7.5	Autres sources polluantes	162
7.5.1	Pollution du ^{14}C contenu dans le gaz	162
7.5.2	Pollution du tube en « S »	163
7.5.3	Les vis de fermeture	163
7.6	Conclusion sur la contamination	167
7.6.1	Bilan des contaminations	167
7.6.2	Perspectives	169
8	Événements à basse énergie	169
9	Conclusion	175

1 Introduction au projet SEDINE

Dans la deuxième phase du projet des détecteurs sphériques, a été prévu un détecteur bas bruit de fond pour la détection d'événements rares à basse énergie, dédié plus particulièrement à la recherche de la matière noire.

Ce détecteur, baptisé SEDINE, construit avec des matériaux basse radioactivité est installé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM).

Dans ce chapitre, je présenterai le LSM, la construction de SEDINE, l'aspect technique du projet, la calibration, la contamination du détecteur et enfin les résultats obtenus récemment.

2 Laboratoire Souterrain de Modane (LSM)

2.1 Présentation du LSM

Le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) est une unité mixte de recherche, cofinancée par le CEA¹⁵ et le CNRS¹⁶, il a été creusé en 1982. Le LSM est situé sous les Alpes, plus précisément au kilomètre 6.3 du tunnel routier du Fréjus qui relie l'Italie et la France. A l'altitude de 1228 m, il est protégé par 1780 m de roche équivalent à 4800 m d'eau (Figure 2.1).

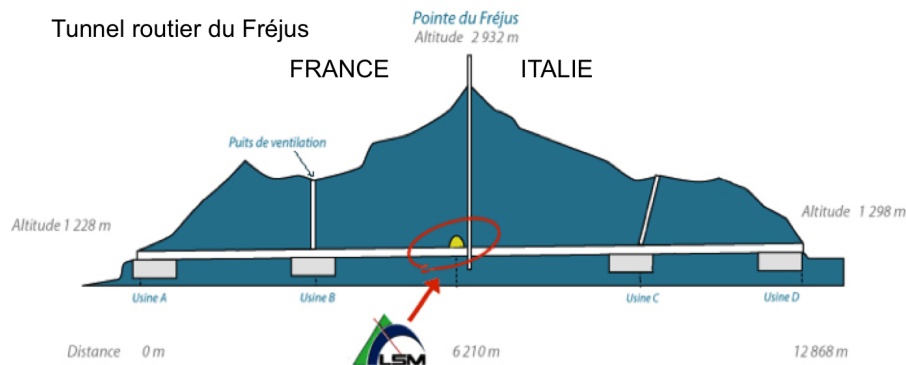


FIGURE 2.1 – Le LSM au coeur des Alpes, situé au milieu du tunnel routier du Fréjus.

La première expérience abritée au LSM en 1990 visait à étudier la stabilité du proton. Aujourd'hui sont installées au LSM, différentes expériences de physique fondamentale : pour la recherche de la matière noire comme EDELWEISS III, MIMAC et SEDINE ; pour la mesure de désintégration double bêta, comme TGV et dans un futur proche (fin 2014) SuperNEMO, remplaçante de l'expérience NEMO3. Elles sont installées dans une grande salle de 3300 m³ (excepté TGV, dans une salle dédiée à cela). Les expériences de spectrométrie gamma sont installées dans deux salles de 70 m² et 20 m² de surface (Figure 2.2) . Les bureaux et les locaux techniques sont situés dans la ville de Modane.

15. Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Energies Alternatives

16. Centre National de la Recherche Scientifique

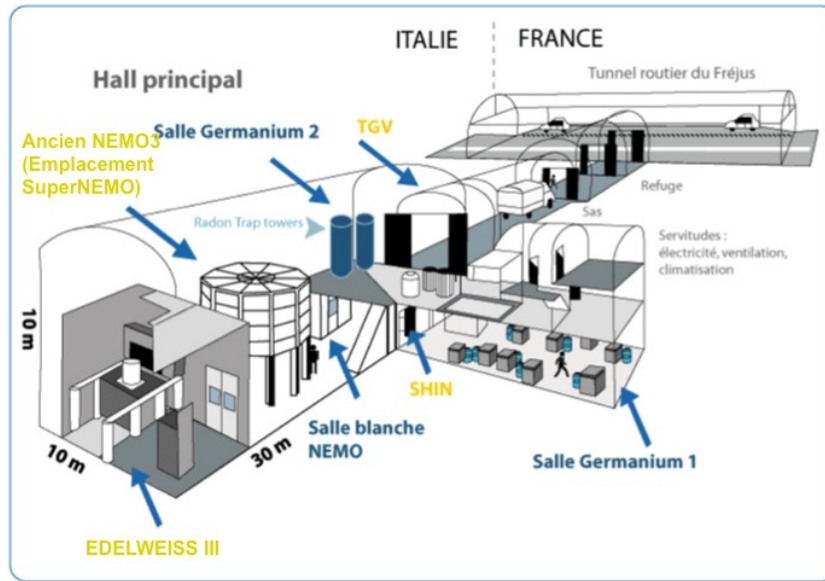


FIGURE 2.2 – Schéma du LSM.

Le LSM est parmi les laboratoires les plus profonds au monde. La qualité de la roche du LSM (essentiellement des schistes lustrés de densité 2.73 g/cm^3) diminue significativement le flux des muons cosmiques qui est environ de $2/\text{m}^2/\text{jour}$ (figure 2.3).

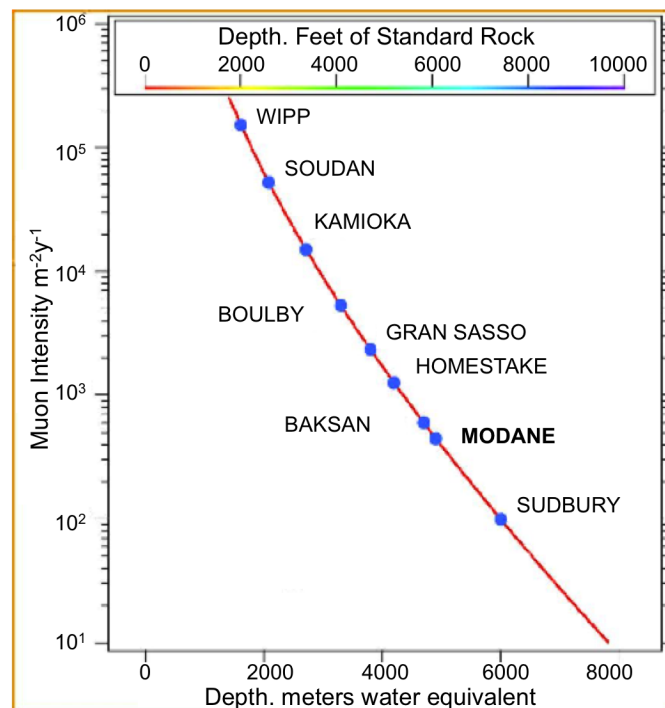


FIGURE 2.3 – Flux des muons dans différents laboratoires souterrains en fonction de leur profondeur [92] .

La profondeur du LSM lui offre une protection naturelle contre les rayonnements cosmiques mais il reste la radioactivité ambiante due à la composition de la roche de la cavité et de son revêtement en béton.

2.2 Radioactivité ambiante au LSM

La radioactivité ambiante du LSM est semblable à celle d'un laboratoire situé à la surface (niveau de la mer). La radioactivité de la roche et du béton du revêtement de la cavité du laboratoire a été mesurée par spectrométrie gamma à l'aide d'un détecteur bas bruit (ISN¹⁷ de Grenoble et CENBG¹⁸) [93]. La concentration en uranium et en thorium est de l'ordre de quelques ppm¹⁹. En ce qui concerne la concentration en potassium, elle est de l'ordre de quelques centaines et quelques dizaines de mBq/g respectivement pour la roche et pour le revêtement en béton (tableau 2.1).

	²³⁸ U.	²³² Th	⁴⁰ K
Roche	0.82 ± 0.2 ppm	2.45 ± 0.2 ppm	0.213 ± 0.03 Bq/g
Béton	1.90 ± 0.2 ppm	1.40 ± 0.2 ppm	(0.077 ± 0.013 Bq/g)

TABLE 2.1 – *Concentration en uranium, en thorium et en potassium dans la roche et le béton au LSM*

L'activité gamma de la roche, mesurée à l'aide d'un scintillateur NaI correspond pour la gamme d'énergie allant jusqu'à 2.6 MeV à un flux de $10^{-2}\gamma/\text{cm}^2/\text{s}$ et pour la gamme d'énergie entre 2.6 et 9 MeV à un flux de $1.5 \cdot 10^{-6}\gamma/\text{cm}^2/\text{s}$. Pour la gamme d'énergie de 9 à 32 MeV, il est de $10^{-8}\gamma/\text{cm}^2/\text{s}$ qui est principalement dû au bremsstrahlung des muons dans la roche du laboratoire [94].

Etant donné que le flux de gamma pour les énergies supérieures à 2.6 MeV est négligeable, pour SEDINE, nous n'avons simulé que des raies de gamma en dessous de cette valeur.

Un autre élément radioactif du laboratoire est le radon contenu dans l'air. Le taux de radon dans l'air du LSM est $\approx 15 \text{ Bq/m}^3$. Celui-ci est dû à la composition radioactive de la roche (principalement de l'uranium). Grâce à un système de ventilation d'air de $5000 \text{ m}^3/\text{h}$, ce niveau est maintenu car en son absence, le taux de radon peut augmenter d'un facteur 100.

Pour minimiser le taux de radon, les parties sensibles des expériences sont sous flux d'azote ou d'air dé-radonisé. Ce dernier est produit grâce à une usine anti-radon qui filtre l'air du laboratoire dans une tour équipée des filtres/pièges du radon (charbon actif) qui garantit un taux de $\approx 20 \text{ mBq/m}^3$.

Ici, nous allons présenter la conception détaillée de SEDINE afin de mieux saisir son environnement.

17. Institut des Sciences Nucléaires, jusqu'à l'année 2003 puis : Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC)

18. Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan de l'Université de Bordeaux I

19. 1 ppm = 1 partie par million = 10^{-6} g/g

3 Aspect technique de SEDINE

3.1 Construction du détecteur

SEDINE est un détecteur conçu pour la recherche de la matière noire. Le point commun avec tous les détecteurs du même domaine de recherche, est sa sensibilité à tous les éléments radioactifs le constituant qui contribuent à augmenter le bruit de fond.

Aussi pour la construction de SEDINE, nous avons pris en compte ces contraintes dans le choix des matériaux et la technique de fabrication. Ces deux points sont cruciaux car ils peuvent limiter la sensibilité finale dans la détection à basse énergie.

3.2 La technique de fabrication

La construction de la sphère a consisté en la fabrication de deux demi-sphères [95] présentées sur la figure 3.1-a. La technique de repoussage a été employée pour éviter tout usinage susceptible de contaminer les cavités.

L'étude, menée en amont, a montré que cette technique est bien appropriée pour une sphère de cette dimension et qu'elle offre également l'avantage de ne pas chauffer la matière donc d'éviter l'apport d'impuretés. L'assemblage des demi-sphères a été effectué avec la technique de soudure par faisceau d'électrons [96] pour éviter tout ajout de matière radioactive. La tolérance de la sphéricité est d'un millimètre.

Le cuivre utilisé est de qualité NOSV électrolytique fabriqué à la Nord deutsch Affinerie à Hamburg en Allemagne. Le cuivre NOSV a été mesuré par spectrométrie gamma au Gran Sasso. Le tableau 4.1 donne les résultats obtenus pour les matériaux.

Sur la demi-sphère du bas, un anneau, de 8 *cm* de hauteur et du même cuivre que celui de la sphère est soudé. Il est utilisé comme pied du détecteur, présenté sur la figure 3.1-b. Sur la demi-sphère du haut, on voit deux des trois ouvertures, ainsi que les points d'accroche du support d'aluminium et le support lui-même, utilisés pour déplacer le détecteur.

3.3 L'environnement du détecteur

L'environnement et l'équipement de SEDINE ressemble dans sa globalité à celui du SPC à Saclay excepté son blindage. En conséquence, nous n'allons détailler que les parties pour lesquelles il y a une différence de conception :

L'instrument se compose de deux éléments principaux :

- Une sphère de 60 cm de diamètre qui est l'enceinte du détecteur.
- Un tube en « S ».
- Une interface de connexion.

En ce qui concerne le blindage, il va être détaillé au paragraphe 5.

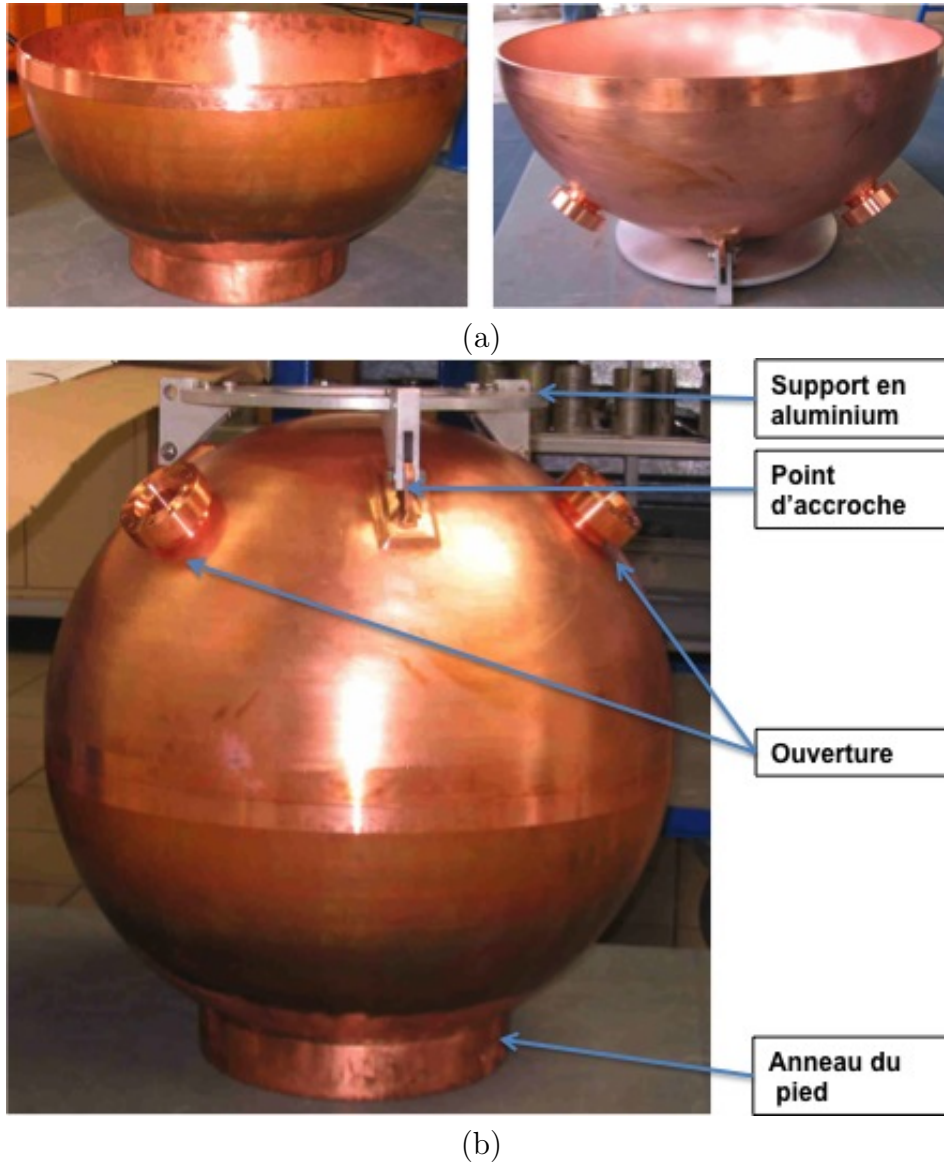


FIGURE 3.1 – (a) Deux demi-sphères fabriquées avec la technique de repoussage. (b) Sphère après assemblage des deux demi-sphères avec la technique de soudure par faisceau d'électrons.

3.4 La sphère

La taille de la sphère de 60 cm de diamètre, est un compromis entre la taille maximale acceptable pour le blindage et la masse minimale de gaz pour la détection d'événements rares. La tolérance de sphéricité est de quelques millimètres, nécessaire pour ne pas détériorer la résolution en énergie. La figure 3.2 présente le schéma de la sphère et ses deux supports : interne (canne) et externe (tube en « S »). A l'extrémité du support externe sont fixées toutes les vannes connectant le détecteur à ses équipements.



FIGURE 3.2 – *Dessin complet du détecteur illustrant l'électrode centrale (la canne), les trois ouvertures sur la partie supérieure et le tube de connexion (en « S ») du détecteur avec les équipements extérieurs.*

3.4.1 Détecteur en mode scellé

La plupart des détecteurs gazeux utilisés dans le domaine de la physique des particules fonctionnent avec un système de circulation du gaz où les mélanges gazeux sont filtrés et réinjectés dans le détecteur en permanence afin d'assurer la qualité du gaz dans le détecteur.

Le détecteur sphérique travaille en mode scellé. D'où la nécessité d'avoir des gaz avec un niveau de pureté suffisant et une étanchéité quasi parfaite.

La pureté des gaz utilisés dans le détecteur est donnée dans le tableau 3.1.

GAZ	Ar	Ne	He	CH ₄
Pureté [ppm]	< 1	< 1	< 1	< 5
Proportion %	98	98	98	2

TABLE 3.1 – *Pureté des gaz utilisés dans le détecteur sphérique.*

D'après le tableau 3.1 dans les différents mélanges gazeux utilisés, les impuretés sont inférieures à 1 *ppm*. Cette qualité de gaz est suffisante pour le bon fonctionnement du détecteur. Nous n'avons pas besoin d'utiliser des filtres supplémentaires pour améliorer la qualité du gaz.

L'étanchéité du détecteur est le paramètre le plus important pour la qualité des données, c'est la raison pour laquelle il faut qu'elle soit quasi parfaite.

Atteindre une bonne étanchéité de SEDINE était une des premières étapes après son arrivée et son installation dans son emplacement au LSM. Nous avons amélioré l'étanchéité du détecteur (donc le taux de fuite) au cours du temps : amélioration de la qualité des joints coniques, diminution du nombre des connexions et longue période de pompage en chauffant en même temps la cavité du détecteur. Suite aux interventions, nous avons pu ainsi améliorer le taux de fuite dans le détecteur de 3 ordres de grandeur (figure 3.3).

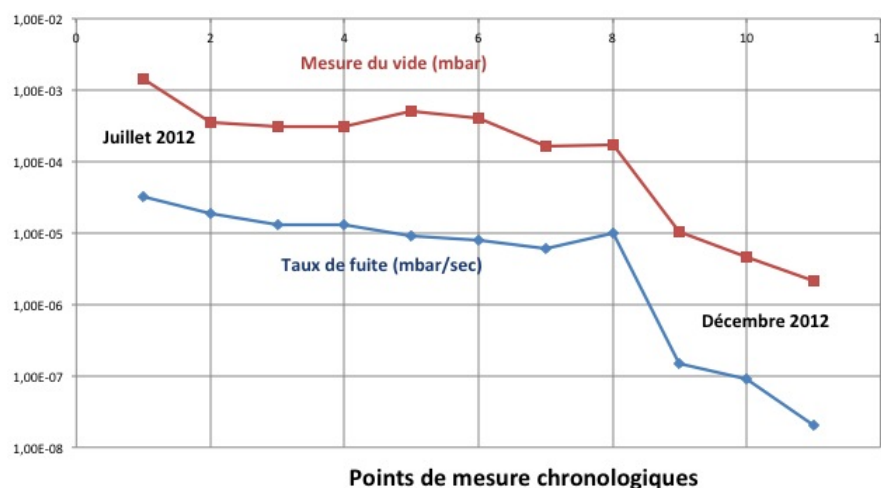


FIGURE 3.3 – Mesure du vide et du taux de fuite de SEDINE après son installation au LSM.

La mesure du taux de fuite ne peut pas être effectuée avec précision en présence de gaz dans l'enceinte car la jauge de mesure de la pression du gaz manque de sensibilité. En revanche, la jauge de très basse pression (cf. paragraphe 3.6.3) a la sensibilité requise.

Pour mesurer le taux de fuite/dégazage, le gaz du détecteur est pompé suffisamment pour (cf. paragraphe 3.6.1) atteindre un vide à pression minimale puis la vanne de pompage est fermée. Le taux de fuite est alors la vitesse d'augmentation de la pression mesurée par la jauge très basse pression.

Avec le taux de fuite actuel (de l'ordre de 10^{-8} mbar/s), le détecteur peut fonctionner en autonomie pendant plusieurs mois sans que la qualité du gaz soit dégradée.

Le problème le plus difficile à maîtriser qui peut être une cause de dégradation de la qualité du gaz est le dégazage des matériaux utilisés. Le détecteur sphérique est construit majoritairement en cuivre ($> 98\%$). D'après la courbe de désorption des matériaux²⁰, le dégazage de cuivre pour une pression du vide entre 10^{-6} et 10^{-7} mbar intervient après 10 h. Ce facteur diminuerait si la cavité était pompée de multiples fois et si celle-ci était chauffée pendant le pompage. Afin de dégazer au maximum la cavité de SEDINE, le détecteur a été mis sous pompage moléculaire de multiples fois pendant plusieurs jours. Parfois ces opérations ont été accompagnées d'un réchauffement de l'enceinte.

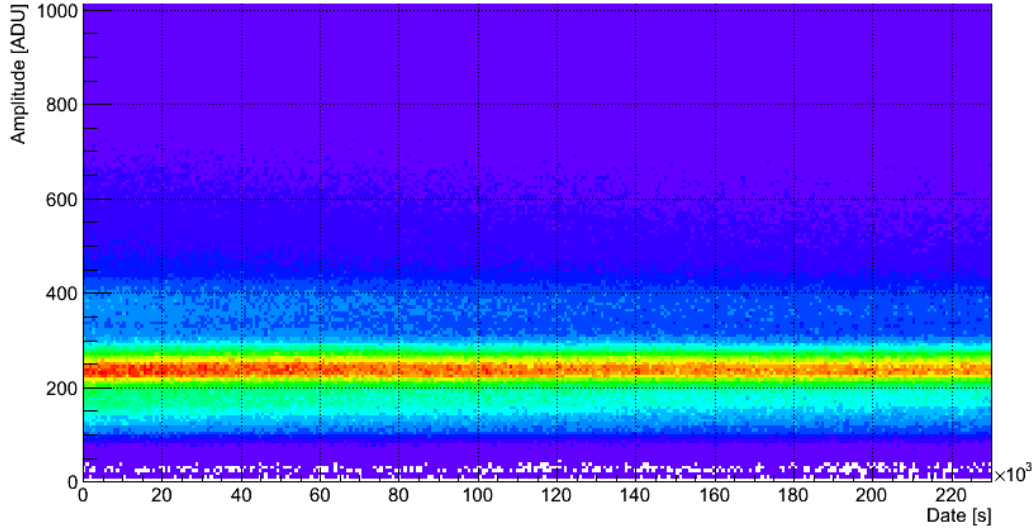
Un autre critère à prendre en compte pour le bon fonctionnement d'un détecteur scellé est la stabilité de son gain.

3.4.2 Stabilité du gain du détecteur

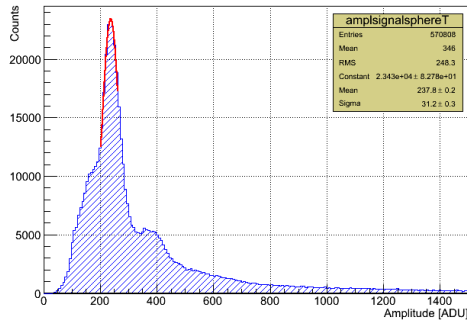
Nous avons mesuré la stabilité du gain sur plusieurs jours à basse énergie avec la raie X du ^{55}Fe (5.9 keV) et à haute énergie avec la raie des α du ^{210}Po (5.3 MeV). La figure 3.5-a représente l'évolution du gain pendant la prise des données dans le mélange gazeux Ar + CH₄ (2 %) à 50 mbar.

20. Information non communicable.

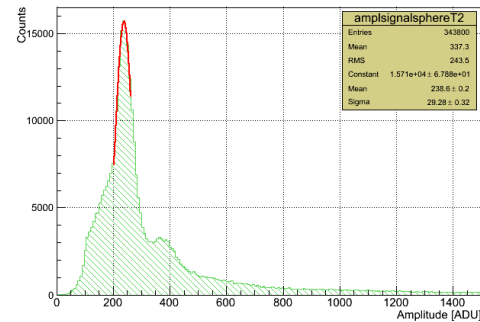
Les figure 3.5-b et c, représentent les spectres en amplitude pendant 20000 s au début et la fin de la prise des données. On observe une faible diminution du gain de 0.3 % en 2 jours.



(a)



(b)



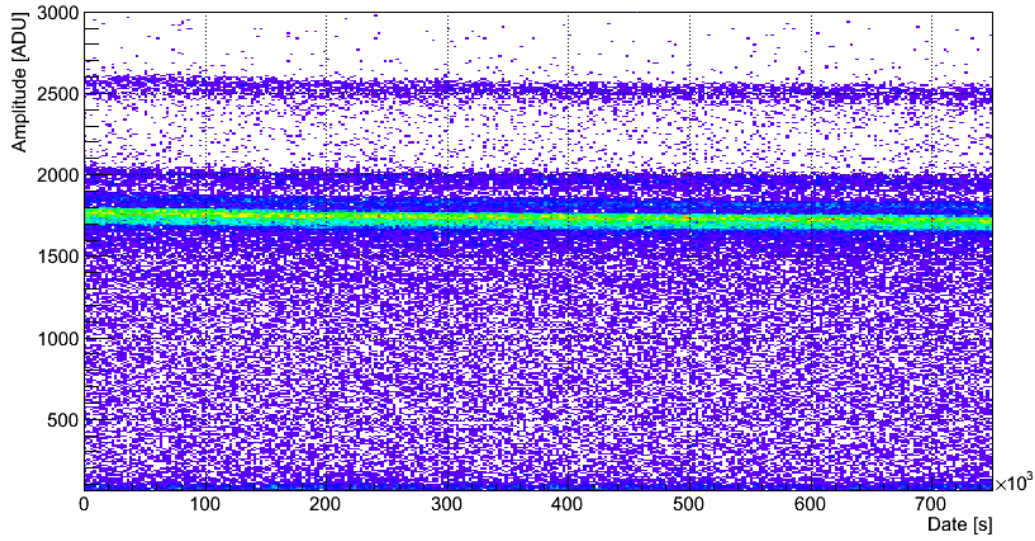
(c)

FIGURE 3.4 – *Stabilité du gain (a) évolution de la raie X de ^{55}Fe (5.9 keV) pendant 2 jours; Spectre en amplitude pendant 6 heures (b) au début; (c) à la fin de la prise des données.*

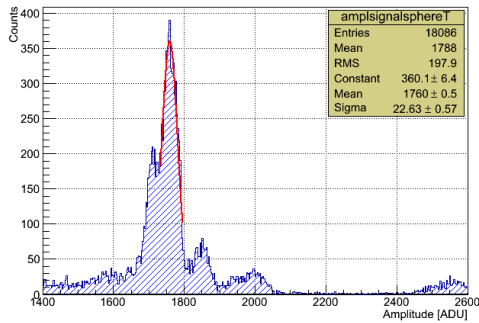
La figure 3.4-a représente l'évolution du gain pendant 8.7 jours de prise des données dans le mélange gazeux Ar + CH₄ (2 %) à 300 mbar. Les bandes horizontales, respectivement à 1750, 1820, 1980 et 2550 ADU correspondent aux α du ^{210}Po (5.3 MeV), du ^{222}Rn (5.5 MeV), du ^{218}Po (6 MeV) et du ^{214}Po (7.7 MeV).

Les figures 3.4-b et c, représentent les spectres en amplitude pendant un jour au début et la fin de la prise des données. L'analyse de la raie α de ^{210}Po donne une faible diminution du gain de 0.3 %/jour. On observe une variation du gain similaire à la précédente.

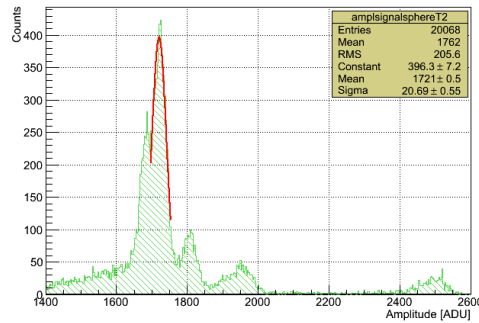
Ces résultats nous confirment la bonne stabilité du détecteur dans le temps.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.5 – *Stabilité du gain (a) évolution des raies α du ^{210}Po (5.3 MeV), ^{222}Rn (5.5 MeV), ^{218}Po (6 MeV) et ^{214}Po (7.7 MeV) pendant 8.7 jours. Spectre en amplitude pendant un jour (b) au début; (c) à la fin de la prise des données.*

3.4.3 Ouvertures du détecteur

Le nombre d'ouvertures sur le détecteur est limité à trois : une entrée/sortie du gaz qui est également utilisée pour le passage de la canne, deux autres ouvertures annexes, fermées l'une par un bouchon en aluminium avec support pour source de calibration et l'autre actuellement fermée par un autre bouchon en cuivre qui éventuellement peut servir pour un système de circulation du gaz. Cette dernière pourrait également être remplacée par un hublot de MgF_2 (Fluorure de magnésium) pour être en mesure d'installer une lampe UV de calibration (comme c'est le cas pour le détecteur sphérique à Saclay). Les études menées avant la construction du détecteur en vue de son fonctionnement à haute pression (de l'ordre de 15-20 bar) ont montré que la taille de ces ouvertures devait être limitée à un diamètre de 35 mm. Ces ouvertures sont fermées pendant la prise de données par des brides en cuivre également de basse radioactivité, présentées sur la figure 3.1. Chaque bride est fermée avec 10 vis en acier inoxydable. Le choix des matériaux de ces vis est également un compromis entre la pureté radioactive, la résistance à haute pression et la fiabilité de l'étanchéité. La teneur radioactive mesurée par spectrométrie

γ est présentée dans le tableau 4.1 ; « vis d'origine SEDINE ». L'étanchéité et la haute pression sont assurées grâce aux joints coniques courbés, fabriqués spécialement pour SEDINE (figure 3.6).

Pour augmenter la masse de cible, la sphère doit pouvoir fonctionner à haute pression, typiquement jusqu'à 10 bar. Le volume de la sphère étant de 0.114 m^3 , nous pouvons atteindre quelques kilo de cible (2.13 kg d'argon à 10 bar).

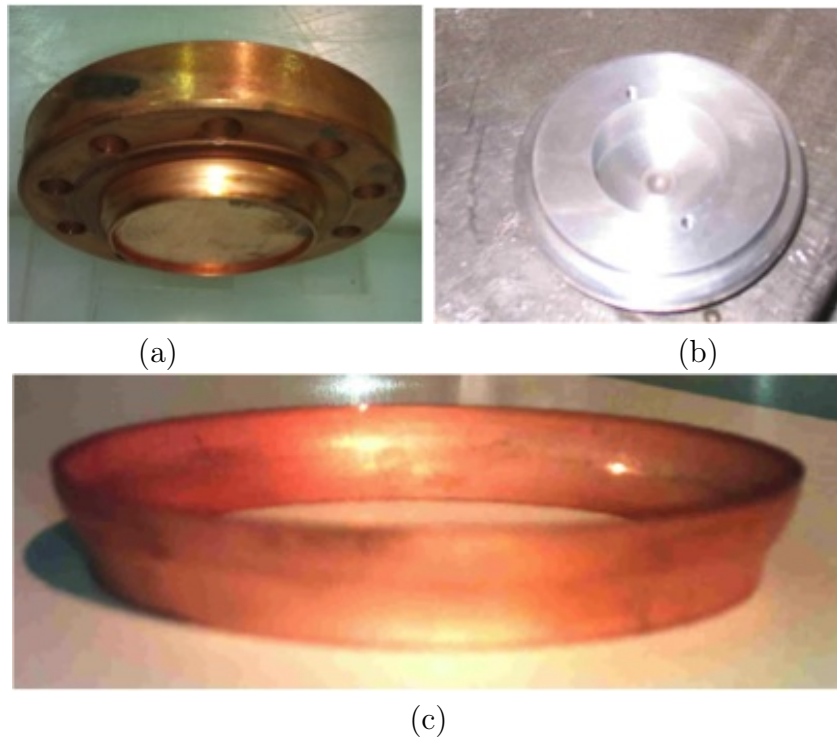


FIGURE 3.6 – (a) Bouchon de fermeture de la sphère en cuivre; (b) La même bride (bouchon) en aluminium avec l'emplacement de la source de calibration; (c) le joint conique courbé.

3.5 Le tube en « S »

Le bras support externe de la canne, appelé le tube en « S », est montré sur la figure 3.7. Il assure la connexion entre l'intérieur du détecteur et tous les équipements extérieurs à travers des vannes en acier inoxydable à l'extrémité du tube. Du côté du détecteur, ce tube est fixé sur la cavité sphérique via une bride amovible, un joint conique en cuivre de basse radioactivité et dix vis en acier inoxydable. De l'autre côté, il y a sept vannes en acier inoxydable qui sont fixées sur une tête en étoile (qui est le support des vannes). Ce support est serré sur le tube en « S » avec le même type de joint que les brides. Le choix des joints coniques était un compromis entre l'étanchéité et la haute pression tout en utilisant les matériaux basse radioactivité.

La forme du tube (support externe) a été choisie en « S » afin que la partie sensible du détecteur (la bille) ne soit pas en vision directe des rayonnements venant de la radioactivité de la roche du laboratoire, des vannes en acier inoxydable et du reste de l'équipement du détecteur. Il est d'une longueur de 89.5 cm et d'un diamètre

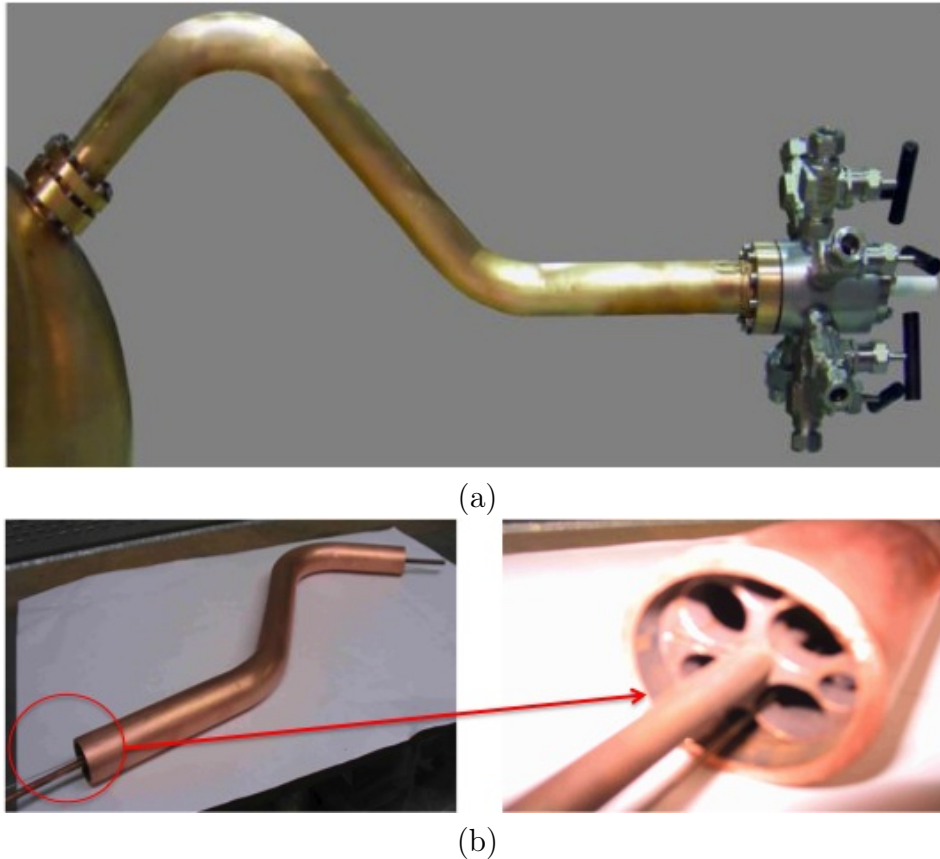


FIGURE 3.7 – (a) Bras support extérieur de la canne, tube en « S » est fixé sur le détecteur. Il relie l'intérieur du détecteur avec tout son équipement; (b) A gauche, le tube en « S » montré avec le mini tube à l'intérieur pour la circulation du gaz. À droite, les diaphragmes (nid d'abeille) dans le tube pour le passage des câbles et des autres équipements.

interne de 4.3 cm pour faciliter le pompage. Un mini tube est placé à l'intérieur du tube en « S » afin d'assurer éventuellement une circulation du gaz. Pour l'instant, le détecteur fonctionne en mode scellé rempli de gaz. Les diaphragmes (nid d'abeille) prévus à l'intérieur du tube en « S », servent de support au mini tube et permettent de passer les deux câbles de haute tension et les autres équipements éventuels du détecteur (figure 3.7).

3.6 Interfaces de connexion

Il y a deux interfaces de connexion pour relier l'intérieur du détecteur avec son équipement extérieur :

A) Les connecteurs en céramique : Ils sont utilisés pour la connexion du détecteur avec la haute tension. Il s'agit d'une bride en acier inoxydable dans laquelle sont implantés deux connecteurs en céramique (figure 3.8). Ces connecteurs ont la particularité de supporter environ 20 kV avec un courant de fuite de 10 μA maximum. Ils assurent aussi une étanchéité de 10^{-7} mbar avec un taux de fuite de 10^{-8} mbar/s (pour He) et une haute pression limitée 10 bar. La bille (l'électrode centrale) et le parapluie (le disque correcteur) sont portés à deux hautes tensions par les fils basse radio activité

traversant la canne et le tube en « S ». L'étain utilisé pour souder les fils de haute tension et les connecteurs céramiques est d'une pureté relativement basse²¹. Le module d'alimentation de haute tension est piloté depuis l'ordinateur d'acquisition des données. Sa sensibilité en tension est de ± 2 V pour une tension maximale de 8 kV. La stabilité de la haute tension est nécessaire à la stabilité du gain du détecteur.

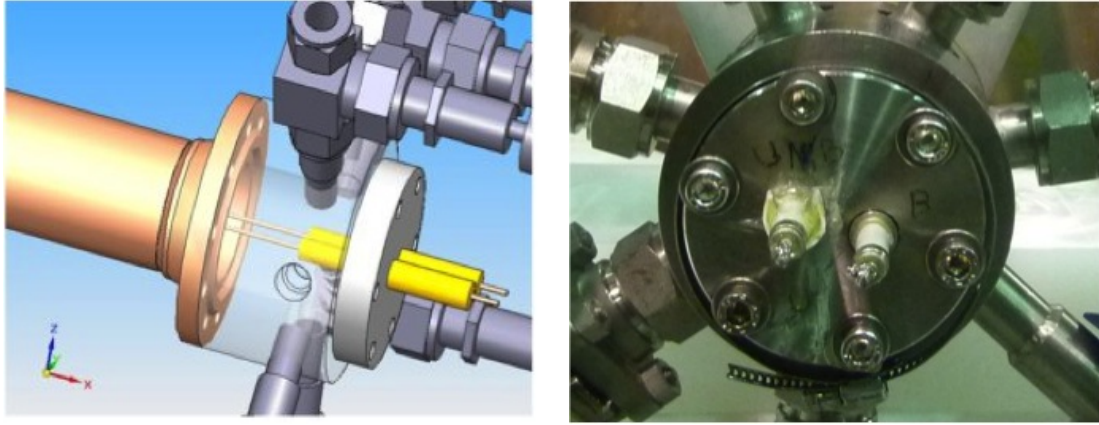


FIGURE 3.8 – Connecteurs céramiques implantés dans un disque inox à l'arrière du tube « S ».

B) La tête en étoile : Il s'agit d'une pièce sur laquelle sont installées les sept vannes de connexion. Elle est placée à l'extrémité arrière du tube en « S » (figure 3.9).

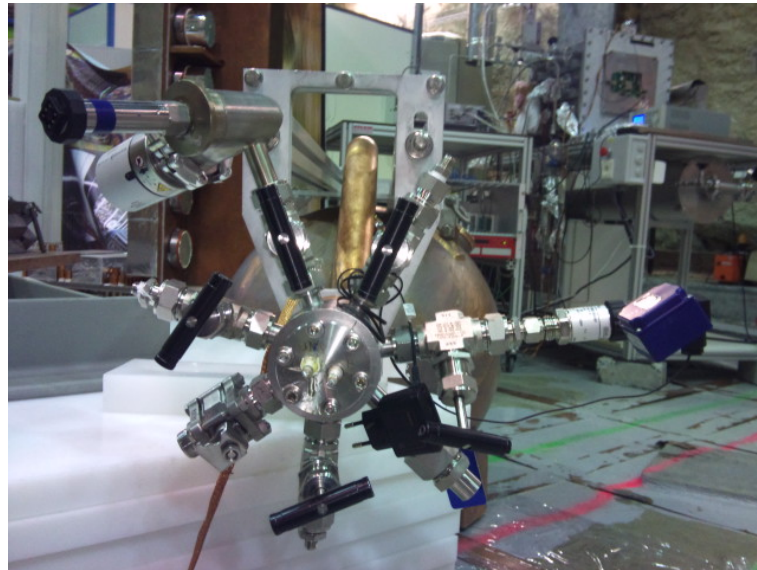


FIGURE 3.9 – Ensemble des vannes nécessaire à la connexion du détecteur avec son équipement, installé à l'arrière du tube en « S ».

Ces vannes sont en acier inoxydable [98]. Elles assurent une bonne étanchéité au vide, supportent la haute pression et n'utilisent dans leur mécanisme aucun lubrifiant qui pourrait apporter des impuretés radioactives. Aussi elles sont placées assez loin à

21. Soudure utilisée par la collaboration Edelweiss, type : « Sn60 high purity 99.995 % Pb40 Rom » [97].

l'extérieur du blindage. Malgré tout, la radioactivité résiduelle des vannes peut contribuer au bruit de fond du détecteur. Les vannes font la liaison entre le détecteur et les différents systèmes :

- De pompage.
- D'injection du gaz.
- De mesure de pression.
- De soupape de sécurité de pression.
- D'injection d'une source de calibration gazeuse.

3.6.1 Système de pompage

Le pompage du détecteur s'effectue par deux pompes, la pompe primaire et la pompe turbo qui sont connectées sur une des vannes du tube en « S ». La pompe primaire est utilisée pour effectuer un vide grossier de l'enceinte (régime turbulent et visqueux) jusqu'à quelques fractions de millibar. Ensuite la pompe turbo est utilisée avec une fréquence de rotation de 833 Hz pour atteindre une pression de vide (régime intermédiaire) et d'ultra vide (régime moléculaire) de l'ordre de 10^{-7} mbar . La pompe primaire utilisée sur la sphère est une pompe pneumatique à membrane, autrement dit « pompe sèche ». Elle est entraînée par l'air comprimé [99]. Nous avons été contraints d'utiliser une pompe sèche pour SEDINE pour éviter toute contamination du détecteur. D'autres types de pompes qui utilisent un liquide visqueux (huile) pour leur fonctionnement peuvent contaminer le détecteur par la remontée de liquide à travers la tuyauterie au moment du pompage. La pollution due à son dégazage détériore la qualité du gaz.

3.6.2 Système d'injection du gaz

Différents mélanges gazeux sont utilisés comme cible de détection. Ils peuvent être sous forme pré-mélangés ou sous forme de gaz séparés avec lesquels nous effectuons le mélange souhaité. Aujourd'hui, nous utilisons deux vannes du tube en « S » pour l'injection du gaz. Une pour le Ne et l'autre pour le ^4He . Après avoir atteint le bon niveau de vide (taux de fuite de l'ordre de quelques 10^{-8} mbar/s) et après injection du gaz, toutes les vannes, excepté celle du système de mesure de la pression, sont fermées pendant la durée de l'acquisition des données. L'utilisation d'un système de circulation avec purification du gaz est prévue.

3.6.3 Système de mesure de la pression

Trois jauges de sensibilité différentes sont installées sur deux vannes du tube en « S » pour mesurer la pression dans le détecteur. L'une est sensible à la mesure de la haute et moyenne pression, l'autre à la pression proche du vide et de l'ultra vide, installées toutes les deux sur une même vanne. La troisième jauge mesure la très haute pression jusqu'à 10 bar , installée séparément sur une autre vanne. Les jauges utilisées sont des jauges piézoélectriques stables en température. Leur inconvénient est d'être imprécises à basse pression (quelques millibar), où elles sont en plus dépendantes de la nature du gaz. Des jauges capacitives pourraient remédier à cet inconvénient à condition de les protéger des gradients de température.

3.6.4 Système de la soupape de sécurité

Sur une des vannes du tube en « S » est installée une soupape de sécurité. Etant donné que le détecteur est prévu pour travailler jusqu'à 10 *bar*, il est impératif d'avoir un système de sécurité pour travailler à haute pression. Plus de détails sur la soupape de sécurité sont donnés dans cette référence [100].

3.6.5 Système de la calibration avec la source gazeuse

La dernière vanne du tube en « S » est reliée à un récipient étanche qui contient une source de calibration

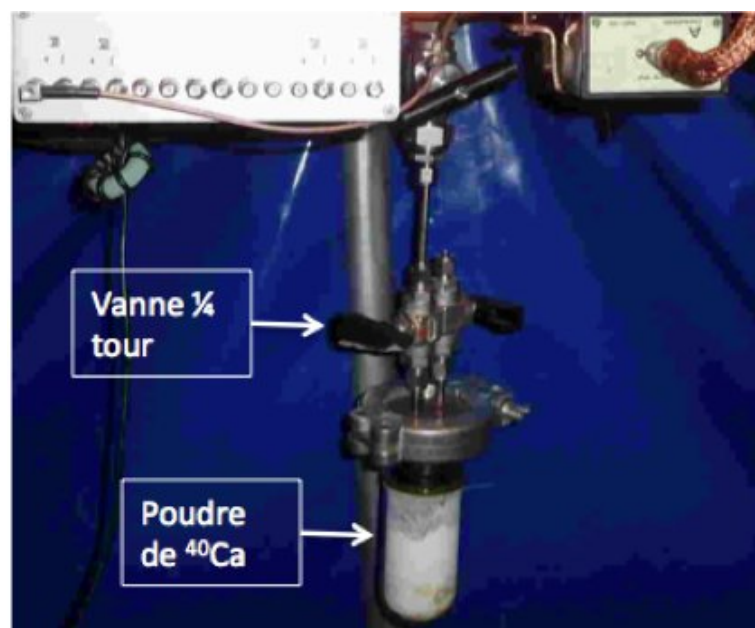


FIGURE 3.10 – Ampoule en verre remplie de poudre de ^{40}Ca fixée sur une des vannes de connexion du tube en « S ».

gazeuse (cf. paragraphe 6.1). Pour l'utiliser, après avoir injecté le pré-mélange gazeux dans le détecteur, les vannes reliant la source au détecteur sont ouvertes. L'émanation de l' ^{37}Ar de la poudre de ^{40}Ca se mélange avec le gaz du détecteur. Le récipient contenant la poudre a été au préalable pompé pendant plusieurs jours avant d'être irradié par une source intense de neutrons. Rapidement installé (le temps de demi-vie de l' ^{37}Ar est relativement court ≈ 35 jours) sur le circuit du gaz du détecteur, le circuit est pompé jusqu'à la vanne $1/4$ tour qui isole le récipient (figure 3.10). Puis, après injection du gaz dans la sphère, on ouvre temporairement la vanne $1/4$ pour qu'une quantité suffisante de gaz ^{37}Ar se mélange au gaz de la sphère.

Dans les paragraphes ci-dessus, nous avons présenté l'aspect technique de SEDINE. Maintenant, nous nous intéressons aux choix des matériaux utilisés dans la fabrication du détecteur.

4 Les composants de SEDINE

SEDINE est composé de plus de 98 % de cuivre (la cavité sphérique) et pour les 2 % restants d'autres matériaux. Sachant que SEDINE est un détecteur bas bruit de fond destiné à la recherche d'événements rares, nous avons mesuré une série de matériaux dont certains ont été sélectionnés pour leur pureté.

Le choix des matériaux à faible teneur radioactive est un point crucial dans la construction de SEDINE car le bruit de fond issu de leur radioactivité peut limiter la sensibilité finale. Aussi, pour sa construction, tous les matériaux les plus proches du détecteur ont été mesurés et sélectionnés pour leur radiopureté.

Nous allons décrire les matériaux utilisés pour le détecteur, les distinguer par éléments internes et externes à l'enceinte sphérique. Nous présenterons brièvement les mesures effectuées sur les composants qui n'ont pas été utilisés jusqu'à présent.

4.1 Les matériaux utilisés

Les matériaux utilisés dans le détecteur sont classés en deux parties, interne et externe à l'enceinte sphérique. Leur pureté a été mesurée par spectrométrie gamma (bas bruit de fond).

Le tableau 4.1 présente les mesures effectuées sur différents éléments de SEDINE.

1. Éléments internes à l'enceinte :

- Cuivre de l'affinerie : Le cuivre de l'affinerie est de qualité NOSV, fabriqué à la « Norddeutsche Affinerie » à Hamburg en Allemagne. Il a été fabriqué pour les expériences EDELWEISS III [101], GERDA [102] et SEDINE. A la sortie de l'affinerie, une coulée a été faite spécialement pour la mesure de radiopureté, qui a été effectuée au LNGS²². Cette dernière détermine une limite supérieure de l'activité de l'ordre de la dizaine de $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{226}Ra , ^{228}Th , ^{60}Co et de l'ordre d'une centaine $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{40}K [104].
- Cuivre de l'enceinte : Le cuivre de l'enceinte sphérique est de qualité NOSV. Il s'agit des plaques fabriquées dans la même affinerie mais issues d'une autre coulée. Les résultats obtenus pour ces plaques, au LSM, donnent une limite supérieure de leur activité de l'ordre de quelques centaines de $\mu\text{Bq/kg}$ pour les différents radionucléides, excepté le ^{60}Co (quelques dizaines de $\mu\text{Bq/kg}$). Ces résultats sont compatibles avec ceux de LNGS.
- Canne : Le cuivre de la canne est de qualité CuC_2 . Les mesures effectuées au LSM donnent, pour son activité une limite supérieure d'une dizaine de $m\text{Bq/kg}$ en ^{228}Ra , ^{228}Th , ^{60}Co ; quelques dizaines de $m\text{Bq/kg}$ en ^{226}Ra et une centaine de $m\text{Bq/kg}$ en ^{40}K .
- Bille/Parapluie : Le cuivre de la bille (électrode centrale) et du parapluie (disque correcteur du champ) est de qualité CuC_2 . Le résultat de la mesure de la radiopureté effectuée au LSM ne détermine que des limites supérieures de l'activité de l'ordre de quelques dizaines de $m\text{Bq/kg}$ en ^{226}Ra , ^{228}Ra , ^{228}Th , ^{60}Co et de l'ordre d'une centaine $m\text{Bq/kg}$ en ^{40}K .

22. Laboratoire National Gran Sasso, LNGS (Italie) [103]

- Support Bille/Parapluie : Le support bille/parapluie est un composant en Peek (cf. figure 12.16 du chapitre III) fixé sur la canne (le support interne de la bille) . La mesure de la radiopureté effectuée au LSM révèle une contamination en ^{226}Ra et en ^{228}Th de quelques dizaines de $m\text{Bq/kg}$. Pour des radionucléides comme le ^{228}Ra et le ^{60}Co , la limite supérieure obtenue est de l'ordre de quelques dizaines de $m\text{Bq/kg}$, tandis que pour le ^{210}Pb , cette limite est de l'ordre de quelques centaines de $m\text{Bq/kg}$.
- Fil de haute tension : Le fil de haute tension alimente la bille et il traverse la canne. L'âme du fil est en cuivre et la gaine en teflon. La mesure effectuée au LSM détermine des limites supérieures de l'ordre de quelques dizaines de $m\text{Bq/kg}$ en ^{228}Ra et en ^{228}Th et de l'ordre de quelques centaines de $m\text{Bq/kg}$ en ^{234}Th . L'activité mesurée en ^{226}Ra et en ^{137}Cs est de l'ordre de quelques dizaines $m\text{Bq/kg}$ alors qu'en ^{40}K , elle est de l'ordre du Bq/kg . L'activité importante en ^{40}K est caractéristique des composants à base de teflon. Il faut préciser que d'une part la masse totale du fil de haute tension dans SEDINE est de 12 g. D'autre part, sur environ 90 cm de la longueur du fil, il n'y a que 30 cm, traversant la canne, vus directement par le détecteur. C'est-à-dire que sa masse totale à l'intérieur du détecteur n'excède pas 4 g. En conséquence, nous considérons comme négligeable (au premier ordre) sa participation au bruit de fond.

2. Éléments externes à l'enceinte :

- Vis SEDINE : Les vis utilisées pour fermer les bouchons sont placées sur la partie supérieure de SEDINE. La mesure effectuée au LSM révèle une activité de l'ordre de quelques $m\text{Bq/kg}$ en ^{226}Ra , en ^{228}Ra ; de l'ordre de quelques dizaines $m\text{Bq/kg}$ en ^{234}Th , en ^{228}Th , en ^{40}K ; et de l'ordre de quelques centaines de $m\text{Bq/kg}$ en ^{210}Pb . La masse totale des vis est de 353 g. Une épaisseur de 0.6 à 3 cm de cuivre fait écran entre les vis et la paroi sphérique de la cavité du détecteur.
- Bouchon : Le bouchon en plomb archéologique a été utilisé pour mesurer, de manière expérimentale, l'éventuelle contribution d'une pollution radioactive du tube en « S ». La mesure effectuée au LSM révèle une limite supérieure de l'ordre de quelques dizaines de $m\text{Bq/kg}$ en ^{226}Ra , en ^{228}Ra , en ^{228}Th , en ^{40}K ; de l'ordre de quelques centaines de $m\text{Bq/kg}$ en ^{238}U et de l'ordre de quelques Bq/kg en ^{210}Pb . Les détails de cette étude sont donnés dans le paragraphe 7.5.2.
- Blindage : Le blindage en cuivre situé entre le détecteur et le blindage en plomb est un composant en vue directe sur la partie extérieure de la cavité sphérique (masse $\approx 1300 \text{ kg}$). La mesure effectuée au LSM ne détermine que des limites supérieures de l'ordre de quelques $m\text{Bq/kg}$ en ^{234}Th , en ^{228}Ra , en ^{137}Cs ; de l'ordre de quelques dizaines de $m\text{Bq/kg}$ en ^{238}U , en ^{210}Pb , en ^{228}Th et de l'ordre de quelques centaines de $m\text{Bq/kg}$ en ^{226}Ra . Les détails sur le blindage en cuivre et son effet sont donnés dans le paragraphe 5.3.

		Masse [kg]		Radioactivité [mBq/kg]										
Composant	Matériau	Temps de mesure [h]		Echantillon	Dans SE-DINE									
		²³⁸ U	²³⁴ Th		²²⁶ Ra	²¹⁰ Pb	²²⁸ Ra	²²⁸ Th	⁴⁰ K	¹³⁷ Cs	⁶⁰ Co			
Interne à l'enceinte														
Cuivre de l'affinerie ^a	Cu _{NOSV}	2412	114.7	60	<0.016					<0.012	<0.11		<0.018	
Cuivre de l'enceinte ^b	Cu _{NOSV}	2412	114.7	60	<0.120			<0.250	<0.150	<0.800			<0.030	
Canne / Bille	CuCuC ₂	118	0.116	0.3	20±10			<15	<11	140±40			<7	
Para-pluie	CuCuC ₂	197	0.018	0.018	<20			<63	<12	<188			<25	
Support bille / Para-pluie	Peek	498	0.007	0.007	37±25	<224	<62	35±15	287				<15	
Fil haute tension	Cu + Teflon	404	0.012	0.012	<300	65±15	<50	<30	1660±21				31±9	
Externe à l'enceinte														
Vis SE-DINE	Inox	353	187.5	0.3	14.7±8.5	0.9±0.5	228±102	4.6±2	11.4±1.1	19.1±8.2			2.6±0.5	
Bouchon	Pb _{archéo.}	238	0.117	0.6	<750	<10	<2080	<12	<15	<60			<40	
Blindage	Cu	186	0.089	800	<53	<5	<727	<13	<5	<59			<3	

TABLE 4.1 – Radiopureté des composants internes et externes à l'enceinte du détecteur SEDINE.

a. Mesure effectuée au LNGS à la suite de fabrication du cuivre au Norddeutsche Affinerie
b. Mesure effectuée au LSM du cuivre de même lot que les plaques utilisées pour la construction de SEDINE

4.2 Les matériaux testés

Outre les matériaux utilisés pour SEDINE, nous avons mesuré au LSM, une série de matériaux dans le but d'une utilisation ultérieure dans le détecteur. L'utilisation de certains a été écartée à cause de leurs impuretés. Le tableau 4.2 présente les mesures effectuées sur ces différents composants.

- Parapluie : Il s'agit d'un parapluie en aluminium pour une éventuelle utilisation à la place de celui en cuivre. Il n'a jamais été utilisé à cause de sa teneur importante en ^{238}U (quelques dizaines Bq/kg) et en ^{228}Th (de l'ordre de quelques centaines de mBq/kg).
- Résine : La résine pourrait être utilisée pour coller la bille avec le fil de haute tension (cf. paragraphe -collage du chapitre III). Dans le cas d'une éventuelle utilisation, la quantité utilisée serait inférieure au gramme.
- Vis acier inoxydable : Les vis en acier inoxydable sont prévues pour remplacer les vis usées déjà utilisées sur le détecteur.
- Vis titane : Les vis en titane étaient prévues dans le même but que les vis en acier inoxydable. Elles n'ont pas été utilisées à cause de leur radioactivité.
- Encre : L'encre (de l'imprimante 3D) a été mesurée pour une éventuelle utilisation dans une nouvelle génération de détecteur.

Comp- osant	Maté- riau	Temps		Radioactivité [mBq/kg]	Dans SE- DINE	²³⁸ U	²³⁴ Th	²²⁶ Ra	²¹⁰ Pb	²²⁸ Ra	²²⁸ Th	⁴⁰ K	¹³⁷ Cs	⁶⁰ Co
		de me- sure [h]	Echan- tillon	Masses [kg]										
Parapluie	Al	9.5	0.014	0.007	10000 ±4000			42±23		<130	460±35	<400		<30
Résine		9.5	0.032	0.002				30±11		<35	<20	326±16		<25
Vis	Inox	0.1			<52.5			<19.8	<104	<65	16.2		<23.5	
Vis	titane	189.5	0.1		<52.5			<10	253±85	7±4	64±4	<40	<2	<3
Encre		266	0.004					<155	659±471		<108	<1560		<60

TABLE 4.2 – *Tableau de mesure de radiopureté des composants qui soit n'auront pas été utilisés soit seront utilisés ultérieurement dans SEDINE.*

Bien que SEDINE soit fabriqué avec des matériaux basse radioactivité et qu'il soit installé au LSM (le protégeant des rayons cosmiques), un ensemble de blindage est cependant nécessaire contre les rayonnements environnants.

5 Blindage

La recherche des événements rares à basse énergie est une ambition majeure du détecteur SEDINE. Plusieurs moyens ont été employés afin d'augmenter la sensibilité des mesures à basse énergie, inférieure à 1 keV . Outre les matériaux de basse radioactivité utilisés dans la construction de SEDINE et son installation au LSM, un ensemble de blindage, montré sur la figure 5.1, est prévu pour diminuer le bruit de fond dû au rayonnement qui vient de la roche de la cavité du laboratoire. L'ensemble du blindage est composé par des briques de polyéthylène de 30 cm d'épaisseur, des briques de plomb de 10 cm d'épaisseur et des plaques de cuivre de 5 cm d'épaisseur.

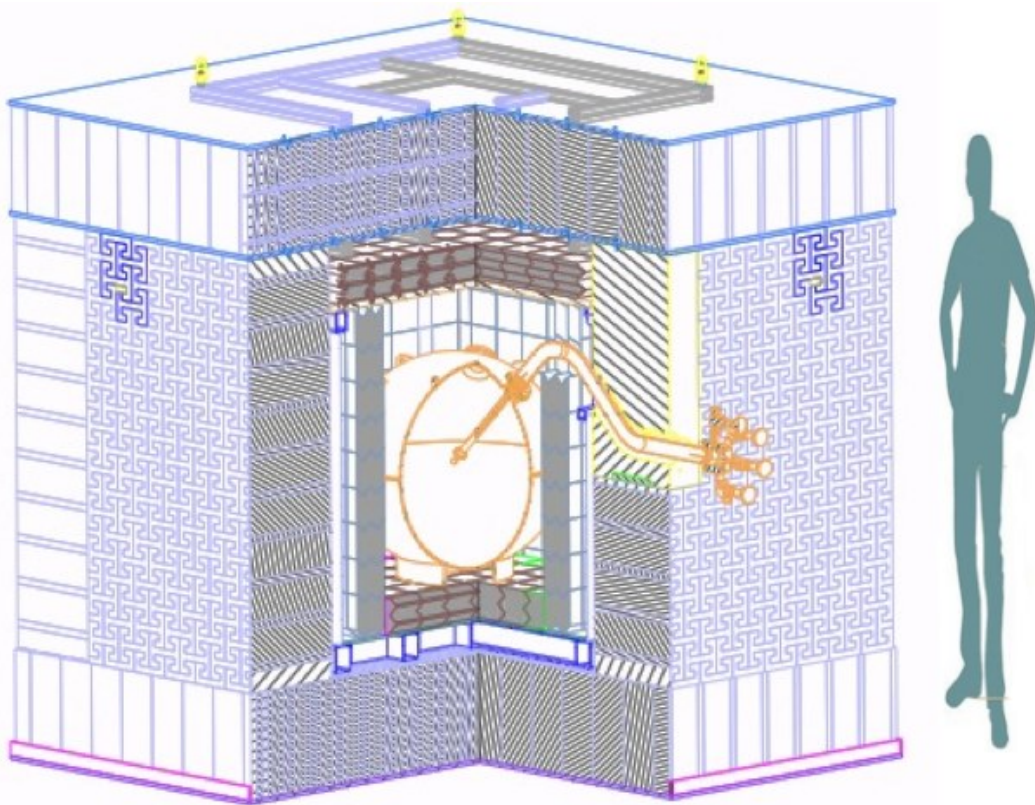


FIGURE 5.1 – Schéma du blindage de SEDINE au LSM. La partie sensible du détecteur est placée dans le château de plomb et de polyéthylène. Le tube en « S » fait la connexion de l'intérieur vers l'extérieur du blindage.

La partie supérieure du blindage est amovible pour l'accès au détecteur. Un châssis métallique (en acier) est utilisé comme support pour le blindage en plomb. Celui-ci est enchassé entre les briques de polyéthylène et celles de plomb. Pour accéder au détecteur nous ouvrons le blindage par le haut, d'abord le capot en polyéthylène puis celui en plomb. Au niveau du capot les briques en plomb du blindage sont déposées sur une

plaque en cuivre de 2 cm d'épaisseur, prévue comme support pour faciliter la manutention. La figure 5.2 illustre le détecteur SEDINE dans son blindage ouvert. Le support en aluminium indispensable pour la manutention est détaché lors de la fermeture du blindage. Pendant l'acquisition des données on sort du blindage en plomb tous les éléments qui ne sont pas nécessaires au fonctionnement du détecteur pour éviter la contamination due à leur radioactivité.

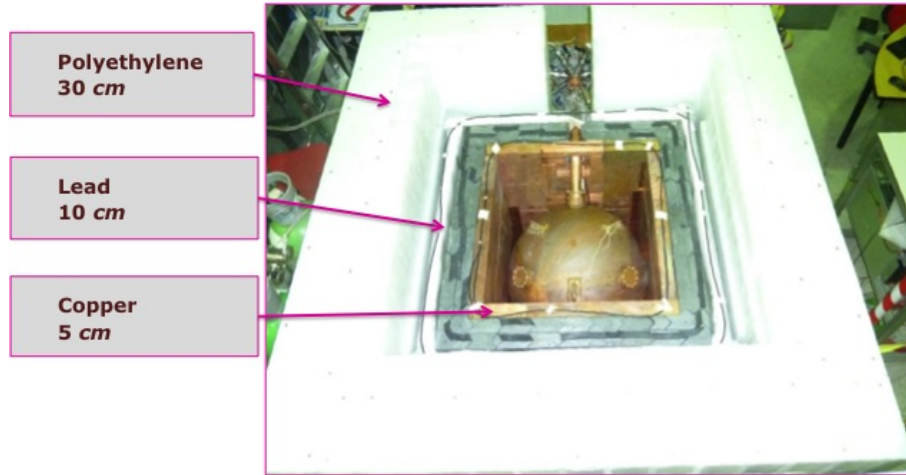


FIGURE 5.2 – Le détecteur SEDINE à l'intérieur de son ensemble de blindage de cuivre (5 cm), de plomb (10 cm) et de polyéthylène (30 cm), capot ouvert.

La figure 5.3 présente les spectres en énergie au delà 11.5 keV (seuil appliqué à l'acquisition) pour les trois étapes de fermeture du haut du blindage (capot). Ces mesures ont été faites dans les mêmes conditions : étape 1, lorsque le haut du blindage est ouvert où le taux d'événements est de 1.32 Hz²³, étape 2, ajout d'une plaque de 2 cm de cuivre, le taux d'événements baisse à 0.473 Hz et enfin, étape 3, ajout de briques de plomb de 10 cm sur la plaque de cuivre où le taux d'événements est réduit à 0.067 Hz. Soit une réduction totale d'un facteur 20.

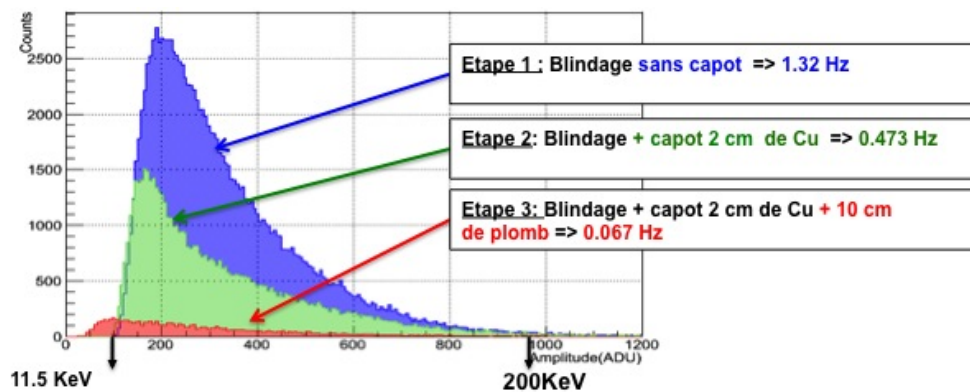


FIGURE 5.3 – Evolution des spectres en énergie à différentes étapes de fermeture du capot.

23. Par abus de langage 1 Hz = 1 cps (coup par seconde)

Nous avons mesuré également de manière expérimentale l'effet de fermeture complète de cette partie en une seule intervention. La diminution du nombre d'événements en fonction du temps est présentée sur la figure 5.4. Pendant 1000 s lorsque le capot du blindage est ouvert, le taux est stable et il décroît d'un facteur 20 lorsque le capot est fermé.

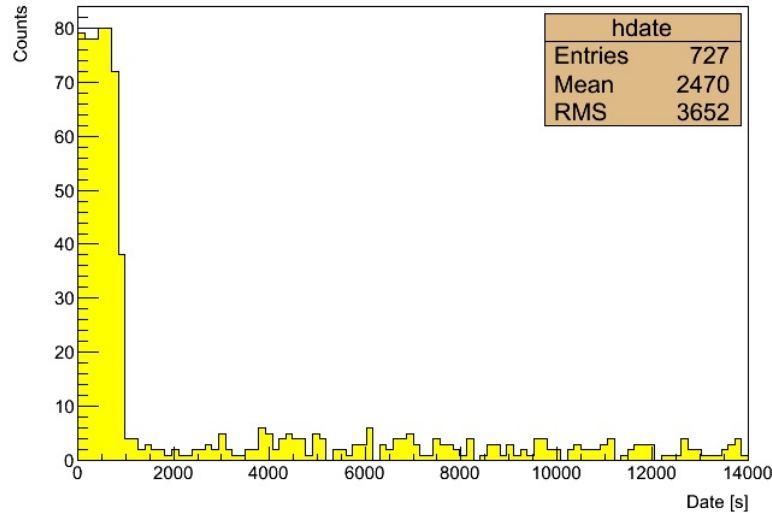


FIGURE 5.4 – Diminution du taux d'événements d'un facteur 20 pendant un run à 300 mbar d'Ar + CH₄ (2%). A 1000 s, la partie supérieure du blindage est fermée.

5.1 Blindage en polyéthylène

La première couche du blindage est constituée de briques de polyéthylène de 30 cm d'épaisseur. Elles permettent de thermaliser les neutrons rapides venant de la roche du laboratoire souterrain.

Il y a essentiellement deux origines pour des neutrons au LSM :

1. **les muons cosmiques** : L'interaction des muons cosmiques (la seule particule qui peut traverser quelques centaines de mètres de roche) avec les noyaux de la roche et/ou du blindage en plomb induit des neutrons.

Ces neutrons sont le résultat de l'interaction électromagnétique des muons rapides avec les noyaux (spallation des muons, diffusion élastique, capture de μ^- et réaction photo-nucléaire associée aux gerbes électromagnétiques générées par les muons [105]).

2. **la composition de la roche : fission spontanée et réaction (α, n)** La roche du LSM a été analysée au département de Géologie et d'Océanographie de l'Université de Bordeaux1 pour déterminer la composition de chaque élément la constituant [93]. Les traces d'uranium et de thorium présentes dans la roche ont été mesurées (tableau 2.1). Pour la roche et le béton de revêtement, la quantité de ^{238}U et de ^{232}Th est de quelques ppm qui produisent des neutrons par fission spontanée.

Les particules alphas sont émises par l'uranium, le thorium et ses descendants, présents dans la roche. La production des neutrons par la particule alpha dépend de la section efficace de la réaction et de l'énergie de la particule alpha.

Le flux de neutrons mesuré au LSM est :

- Pour les neutrons ambiants [106] (thermiques, épithermiques et rapides)
 $\phi_{amb} = 9.6 \times 10^{-6} \text{ neutron/cm}^2/\text{s}$
 dont
- Pour les neutrons thermiques [107] $\phi_{th} = (3.57 \pm 0.27) \times 10^{-6} \text{ neutron/cm}^2/\text{s}$

En outre, le calcul montre que le blindage en polyéthylène diminue le flux des γ d'un facteur 2 ou 3 5.1.

5.2 Blindage en plomb

La deuxième couche du blindage (après celui en polyéthylène) est constituée de briques chicanées en plomb d'une épaisseur de 10 cm pour arrêter, en grande partie, les γ de la radioactivité environnante.

Une étude menée par l'IRSN²⁴, publiée dans un rapport interne [108], donne le flux des γ aux différents endroits du laboratoire souterrain. Les mesures ont été effectuées avec un spectromètre germanium type N avec une efficacité de 30 %. Le détecteur a été calibré avec des sources ponctuelles à des distances supérieures à 1 m (flux pratiquement parallèle sur le détecteur). Lors de la mesure, les photons ont été supposés arriver à 90°. Cette étude prend en compte la variation de la réponse du détecteur selon l'angle incident des photons. Cette dernière varie d'environ 20 % entre un angle de 0° et 90°.

La mesure de l'IRSN indique que le détecteur SEDINE, dans son emplacement actuel (ancien emplacement de l'usine anti-radon), est exposé au flux des rayonnements γ d'énergie de quelques centaines de keV à quelques MeV (tableau de la figure 5.5) issu de la désintégration d'uranium. Les rayonnements proviennent de la composition de la roche et du béton de revêtement en uranium, thorium et en potassium.

	40K	214Pb	214Bi	212Pb	208Tl	208Tl	137Cs	60Co	60Co
Energie	1460	352	609	239	583	2614	661	1173	1332
XXL(blindage)	76±2	25.5±0.4	40.5±0.5	8.2±0.3	8.5±0.3	26±1	1.4±0.2		
NEMO(blindage)	85±3	21±1	35±3	6.3±0.6	5.7±0.7	27±2	7±1		
Radon	125±4	43±2	67±2	14±1	14±1	42±7			
Jasmin	127±5	36±2	64±6	12±1	13±1	41±3	2.2±0.9	13±2	13±2
TGV	141±3	25±1	41±1	7.4±0.6	9±1	29±2	5.6±0.6		
Edelweiss	207±3	47±1	72.2±0.6	17.3±0.3	18±1	51±2	1.1±0.2		
Polset (bureaux)	434±7	52±1	82±1	51±3	51±1	126±4	3.7±0.4		

Flux mesurés : $\gamma \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} (10^{-3})$

FIGURE 5.5 – Mesure du flux des γ aux différents endroits du laboratoire souterrain, effectuée par l'IRSN. SEDINE est placé dans la zone de l'usine anti-radon (noté Radon dans le tableau) [108].

24. Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire

A partir des données de l'IRSN, nous avons fait une estimation de la transmission des γ à travers le blindage jusqu'au détecteur sans tenir compte de leur angle de pénétration. Pour ce faire, nous nous sommes servis de la courbe de transmission des rayonnements γ dans le polyéthylène, le plomb et le cuivre, donnée sur le site de NIST²⁵ (figure 5.6). Le résultat est donné dans le tableau 5.1.

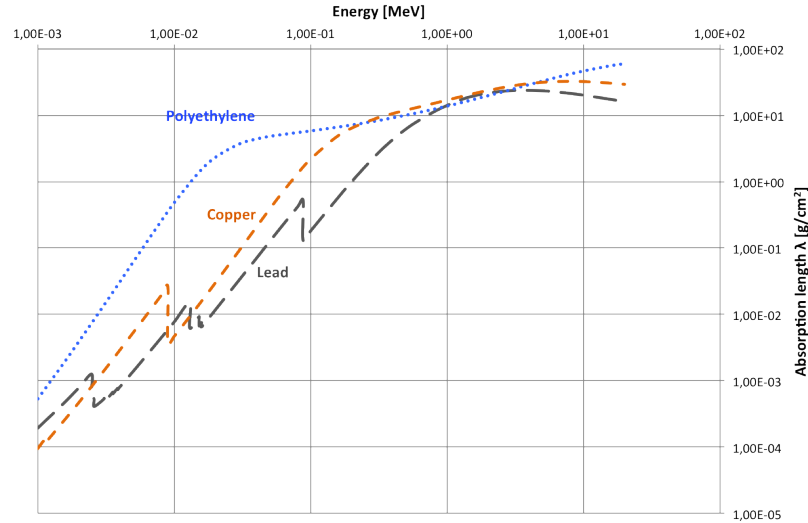


FIGURE 5.6 – Longueur d'atténuation des photons en fonction de l'énergie dans les trois matériaux utilisés pour le blindage de SEDINE.

Le calcul du flux des γ est effectué à travers les 30 cm de polyéthylène, les 10 cm de plomb et les 5.6 cm de cuivre (dont 0.6 cm du cuivre de la cavité sphérique).

En intégrant dans le calcul précédent le blindage en plomb, tous les γ sont arrêtés exceptés ceux du ^{208}Tl (2.61 MeV) et du ^{40}K (1.46 MeV).

Nous discuterons de la radioactivité environnante de SEDINE, de l'efficacité des blindages et de leurs effets sur le bruit de fond dans les paragraphes suivants.

5.3 Blindage en Cuivre

La dernière couche du blindage, proche du détecteur, est constituée de plaques en cuivre de 5 cm d'épaisseur (figure 5.2). L'ajout du blindage en cuivre a eu lieu après que le détecteur ait passé ses premières phases de mise en fonctionnement lorsque nous nous sommes intéressés à la réduction du bruit de fond. En effet, le plomb utilisé pour le blindage est du plomb standard avec une teneur d'environ 10 Bq/kg en ^{210}Pb . En conséquence, le détecteur est exposé aux rayons X du plomb, des γ de 46 keV du ^{210}Pb ainsi qu'aux électrons de bremsstrahlung générés par le ^{210}Bi (émetteur β avec $Q = 1.2$ MeV). Une couche de 5 cm du cuivre suffit pour arrêter le 46 keV.

Le calcul montre que les γ du ^{208}Tl (2.61 MeV) sont atténués d'un facteur 4, ceux du ^{40}K d'un facteur 40 par les 5.6 cm de cuivre (5 + 0.6 cm de l'enceinte) (cf. tableau 5.1).

25. National Institut of Standard and Technology [109]

Radioélément	^{40}K	^{214}Pb	^{214}Bi	^{212}Pb	^{208}Tl	^{208}Tl
Energie[keV]	1460	352	609	239	583	2614
Mesures IRSN : Flux des γ [mHz/cm²]						
Spectromètre gamma	125 \pm 4	43 \pm 2	67 \pm 42	14 \pm 1	14 \pm 1	42 \pm 7
Estimations pour SEDINE : Flux des γ [mHz/cm²]						
Polyéthylène _{30cm}	70.282	14.009	27.343	3.926	5.713	27.061
Polyéthylène _{30cm} +Plomb _{10cm}	0.187	< 3.10 ⁻¹¹	< 2.10 ⁻⁵	< 3.10 ⁻²⁰	< 5.10 ⁻⁶	0.185
Polyéthylène _{30cm} +Plomb _{10cm} +Cuivre _{5,6cm}	0.0054	< 2.10 ⁻¹³	< 5.10 ⁻⁸	< 2.10 ⁻²³	< 1.10 ⁻⁸	0.045

TABLE 5.1 – Calcul du flux de rayonnement gamma des différents radioéléments dans la zone de SEDINE (anciennement zone de l'usine anti-radon) à partir de la mesure effectuée par l'IRSN (première ligne).

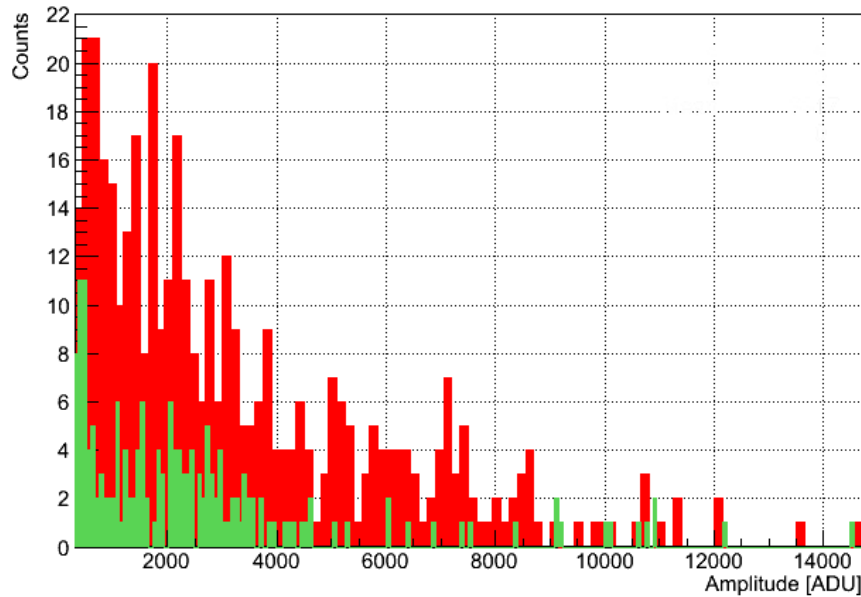


FIGURE 5.7 – Spectres en énergie mesurée entre 50 ADU (1 keV) et 15000 ADU (300 keV) avant (en rouge) et après (en vert) l'ajout des 5 cm de cuivre dans le blindage.

La figure 5.7 présente les spectres en énergie mesurée entre 1 et 300 keV dans 2 bar de Ne (49 %) + He (49 %) + CH₄ (2 %), avant (en rouge) et après (en vert) l'ajout du blindage en cuivre. On constate une baisse d'un facteur 3 dans cette région.

Tous les moyens mentionnés précédemment servent le même objectif à savoir diminuer le bruit de fond du détecteur, principalement pour la basse énergie. Pour la calibration du SEDINE, nous avons fabriqué une source radioactive gazeuse pour que la détection soit sans ambiguïté dans cette zone d'énergie.

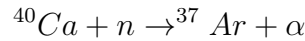
6 Calibration de SEDINE

Comme dit précédemment, les résultats de la calibration du détecteur sphérique à Saclay ont servi à trouver les paramètres optimaux pour SEDINE. D'une part, suivant le mélange gazeux, la mesure du temps de dérive et le temps de montée du signal selon la bille utilisée. D'autre part, la calibration en énergie et la stabilité du détecteur dans le temps. Un autre paramètre qu'il est nécessaire de maîtriser pour SEDINE est son comportement à basse énergie (inférieure à 1 *keV*), puisque ce détecteur est destiné à la détection d'événements rares à très basse énergie.

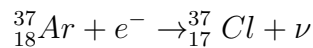
Il a fallu prendre en compte deux contraintes : d'une part trouver une source radioactive qui émette des photons d'énergie inférieure à 1 *keV* et d'autre part suffisamment puissante pour être utilisée dans le support de source calibration (cf 3.4.3 ,figure 3.6) prévu sur une des ouvertures du détecteur. La solution adoptée consiste en une source radioactive gazeuse qui contient des radioéléments avec émission de photons de basse énergie pouvant se mélanger avec le gaz du détecteur. C'est pourquoi nous avons fabriqué notre propre source.

6.1 Fabrication d'une source de calibration

Le détecteur SEDINE est destiné à la recherche de matière noire de basse masse (entre 1-10 *GeV*) susceptible de déposer une énergie inférieure au *keV* dans le volume du gaz. La calibration du détecteur dans cette gamme d'énergie nous a motivés à trouver un moyen de calibration du détecteur SEDINE aux énergies inférieures à 1 *keV*. Pour cela, nous avons produit une source radioactive gazeuse de ^{37}Ar ($t_{1/2} = 35$ jours). La fabrication de cette source consiste à irradier pendant plusieurs jours une poudre de ^{40}Ca par une source intense de neutrons (7×10^6 *n/s*). La réaction de la source de neutrons avec la poudre de calcium s'écrit :



Les atomes radioactifs de ^{37}Ar capturent un des électrons de la couche interne par la réaction suivante :



qui laisse un atome de ^{37}Cl dans un état excité. Celui-ci se désexcite en émission photonique [110].

Les photons émis les plus probables sont ceux provenant de la couche $X_{K\alpha 1}$ avec une énergie de 2.6 *keV* et ceux de la couche $X_{L\beta 3}$ avec une énergie de 0.26 *keV* [111].

La fabrication de cette source consiste à remplir une enceinte étanche, une ampoule en verre, avec de la poudre de ^{40}Ca et à l'irradier par une source de neutrons très intense

de l'ordre de 7×10^6 neutrons par seconde, comme présentée sur la figure 6.1.



FIGURE 6.1 – Ampoule en verre remplie de la poudre de ^{40}Ca placée auprès d'une source de neutrons .

Pour assurer la pureté de la poudre, l'enceinte est pompée au préalable pendant plusieurs jours. Un filtre est utilisé à la sortie de l'enceinte pour éviter la remontée de la poudre dans la tubulure pendant le pompage.

6.2 Calibration en énergie de SEDINE

La poudre de ^{40}Ca initialement irradiée est reliée au système de gaz par une des vannes (cf. paragraphe 3.6), qui est installée sur le tube en « S » (figure 3.10). Après la mise en gaz du détecteur, les vannes reliant la source au détecteur sont ouvertes. L'argon (^{37}Ar) contenu dans l'enceinte remonte et se mélange au gaz du détecteur. Une source radioactive gazeuse a l'avantage de se répartir uniformément dans le volume de l'enceinte, contrairement à une source comme ^{55}Fe qui ne vise qu'un certain angle solide de la sphère lorsqu'elle est posée devant la fenêtre de calibration.

La figure 6.2 montre les résultats de la calibration avec ^{37}Ar , respectivement de gauche à droite le temps de descente du signal en fonction de son amplitude, le temps de montée en fonction de son amplitude et la projection en amplitude où le pic à environ 2450 *ADU* correspond aux photons 2.6 *keV* de ^{37}Ar . La deuxième raie attendue à 260 *eV* est noyé dans des signaux parasites à basse énergie.

Sur la figure 6.2-a sont présentés les résultats de calibration sans aucunes coupures. A environ 2450 *ADU*, la concentration des événements de la source est entre 0.06 et 0.08 *ms* en ce qui concerne le temps de descente et entre 0.009 et 0.03 *ms* pour ce qui est du temps de montée.

Une coupure (entre 0.04 et 0.085 *ms*) sur le temps de descente du signal (largeur à mi-hauteur) élimine en partie les signaux parasites. Le deuxième pic de l' ^{37}Ar à environ 245 *ADU*, qui correspond à des dépôts ponctuels dans le gaz, sort du bruit (figure 6.2-b, la projection en amplitude). En appliquant une autre coupure sur le temps de montée

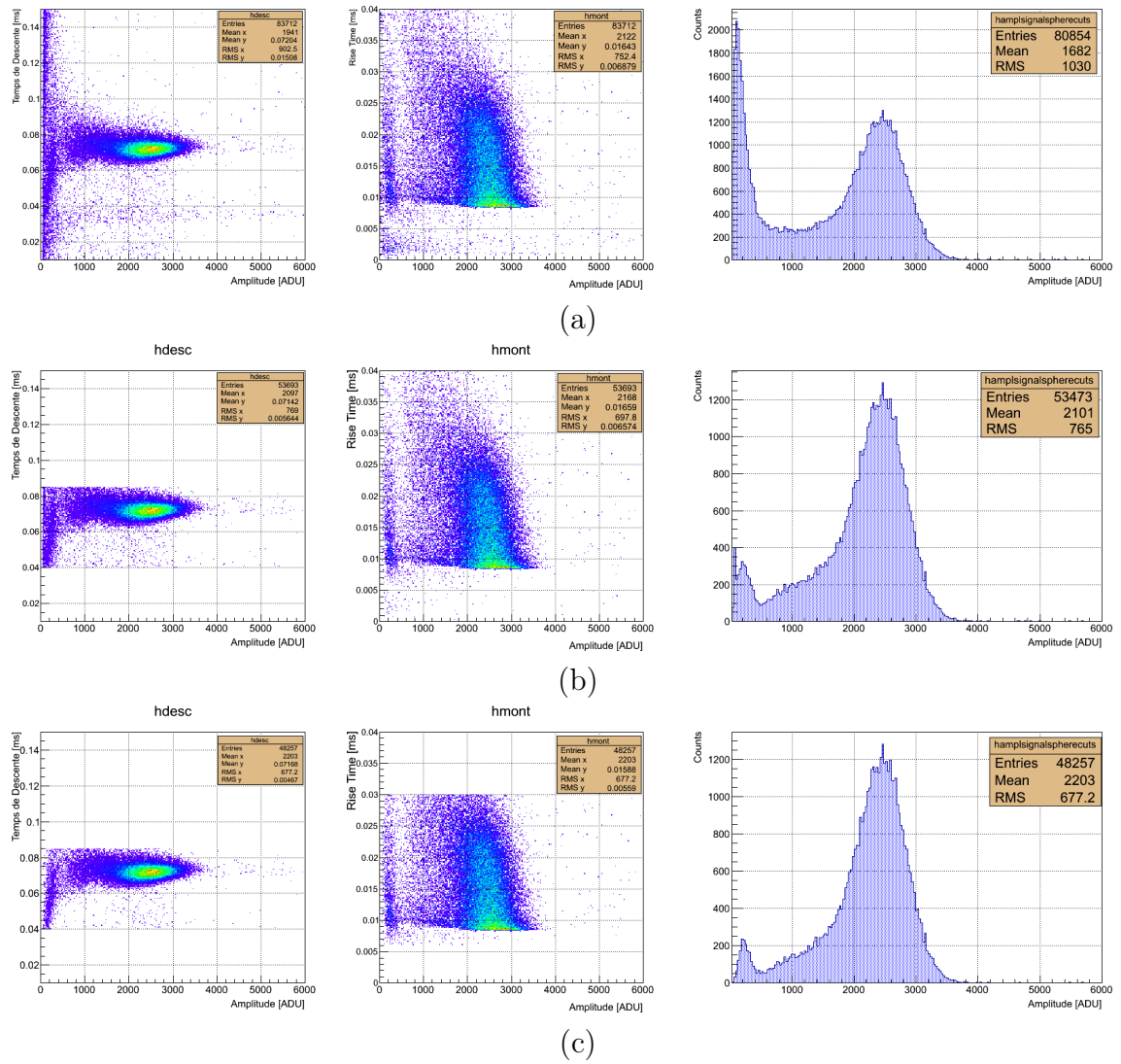


FIGURE 6.2 – De gauche à droite, le temps et le temps de montée du signal en fonction de l'amplitude et la projection en énergie (a) sans aucune coupure ; (b) coupure sur le temps de descente (c) plus coupure sur le temps de montée.

0.006 et 0.03 ms pour garder des événements dans le volume du gaz, les deux pics de ^{37}Ar sont bien apparents (figure 6.2-c, la projection en amplitude). Ainsi les deux raies de ^{37}Ar nous permettent de calibrer le détecteur dans la zone à basse énergie.

Pour SEDINE, comme pour tous les détecteurs destinés à la recherche de la matière noire, le bruit de fond est une problématique majeure. Les estimations, les mesures et les méthodes déployées pour le réduire sont présentées dans le paragraphe suivant.

7 Bruit de fond de SEDINE

7.1 Introduction

Différentes sources peuvent contribuer au bruit de fond du SEDINE. Nous les répertorions en trois origines : les rayonnements cosmiques, la radioactivité environnante et la radioactivité des matériaux du détecteur.

1. Pour les rayonnements cosmiques et le flux de neutrons, nous avons évoqué précédemment le rôle du laboratoire souterrain, avec un facteur de réduction d'environ 2×10^6 et 10^4 respectivement par rapport à la surface (le niveau de la mer).
2. Pour la radioactivité ambiante du LSM, celle-ci est absorbée en grande partie par le blindage du détecteur (cf. paragraphe 5). Seuls les γ de quelques centaines de keV à quelques MeV peuvent contribuer au bruit de fond de SEDINE. Comme dit précédemment les γ d'énergie supérieure à $2.6 MeV$ ont une contributions de second ordre (cf. paragraphe 2.2) .
3. Pour les matériaux, la radioactivité est de deux sortes :
 - La radioactivité peut provenir des matériaux utilisés dans la fabrication de SEDINE et de ceux utilisés dans l'assemblage du blindage. Elle peut être de la radioactivité intrinsèque des matériaux (isotopes radioactifs dans la masse) et/ou de la contamination de surface par une couche mince polluante (radioactive). Nous verrons par la suite que ces deux facteurs sont ceux qui contribuent le plus au bruit de fond de SEDINE.
 - La radioactivité peut venir de l'air par sa contenance en radon. Le taux élevé de radon dans l'air du laboratoire est une source non négligeable de bruit de fond ($\approx 15 mBq/m^3$).

Pour ce qui est de la radioactivité intrinsèque des matériaux utilisés pour la fabrication du détecteur, nous l'avons abordé dans le paragraphe 4. D'après le tableau 4.1, par exemple le cuivre, représentant plus de 98 % de la masse totale du détecteur, a un degré de pureté tel que sa radioactivité est inférieure à la limite de détection des détecteurs germanium bas bruit utilisé à cet effet au LSM. Pour d'autres matériaux comme le Peek ou les fils de haute tension qui n'ont pas le même degré de pureté, leur faible masse dans le détecteur (0.05 %), nous permet de négliger leur contribution au bruit de fond de SEDINE.

En revanche, deux autres facteurs peuvent expliquer en grande partie l'origine du bruit de fond :

- La procédure de fabrication du détecteur
- Le plomb du blindage.

Ainsi, le cuivre utilisé dans la fabrication de SEDINE, bien qu'intrinsèquement pur, a pu être contaminé en surface par du ^{210}Pb avec un temps de demi-vie de $t_{1/2} = 22.3$ ans (provenant du ^{222}Rn de l'air) qui décroît en ^{210}Po avec un temps de demi-vie de $t_{1/2} = 138$ jours (figure 7.1).

Si la surface de l'enceinte sphérique de SEDINE a été contaminée par le ^{210}Pb et ses descendants, nous aurons d'une part l'émission des α à la surface (cf. paragraphe

10.2 du chapitre III) mais la plupart de ces événements peuvent être rejetés grâce à une coupure fiducielle, d'autre part, des β et des γ qui seraient responsables du bruit de fond à basse énergie.

La source la plus probable de ces gammas se situe à l'intérieur du chateau de plomb, sous la forme d'impuretés radioactives dans différents matériaux de l'expérience. Une liste de candidats allant de la première couche du blindage jusqu'au cœur du détecteur peut être dressée :

- Le châssis en acier utilisé comme support du blindage en plomb.
- Le blindage en plomb constitué des briques non archéologiques (4.8 tonnes)
- Le cuivre du blindage, d'une masse d'environ 1.3 tonnes. Ce cuivre pouvant contenir des impuretés en uranium et thorium, ainsi que des traces de ^{60}Co
- Le cuivre de la cavité sphérique du détecteur
- Le tube en « S » (le support extérieur de la canne) qui relie l'intérieur du détecteur aux équipements placés à l'extérieur du blindage
- Le cuivre de la canne, tube permettant de maintenir la bille au centre
- Les fils de haute tension et leurs gaines en teflon
- La bille et le parapluie

Lors de l'étude avant fabrication des différents composants de l'expérience, la pureté radioactive des matériaux a été un critère essentiel dans leur sélection. Cette dernière ne facilitait pas le choix technique de la fabrication de la cavité du détecteur qui devait répondre à deux autres critères : l'étanchéité et le fonctionnement à haute pression.

Le premier critère a été surmonté en choisissant le cuivre NOSV. Concernant l'étanchéité et la tenue à haute pression, la fabrication des joints coniques, également en cuivre de basse radioactivité, répondait à tous les compromis.

Nous allons détailler la contribution des ces différentes contaminations au bruit de fond de SEDINE.

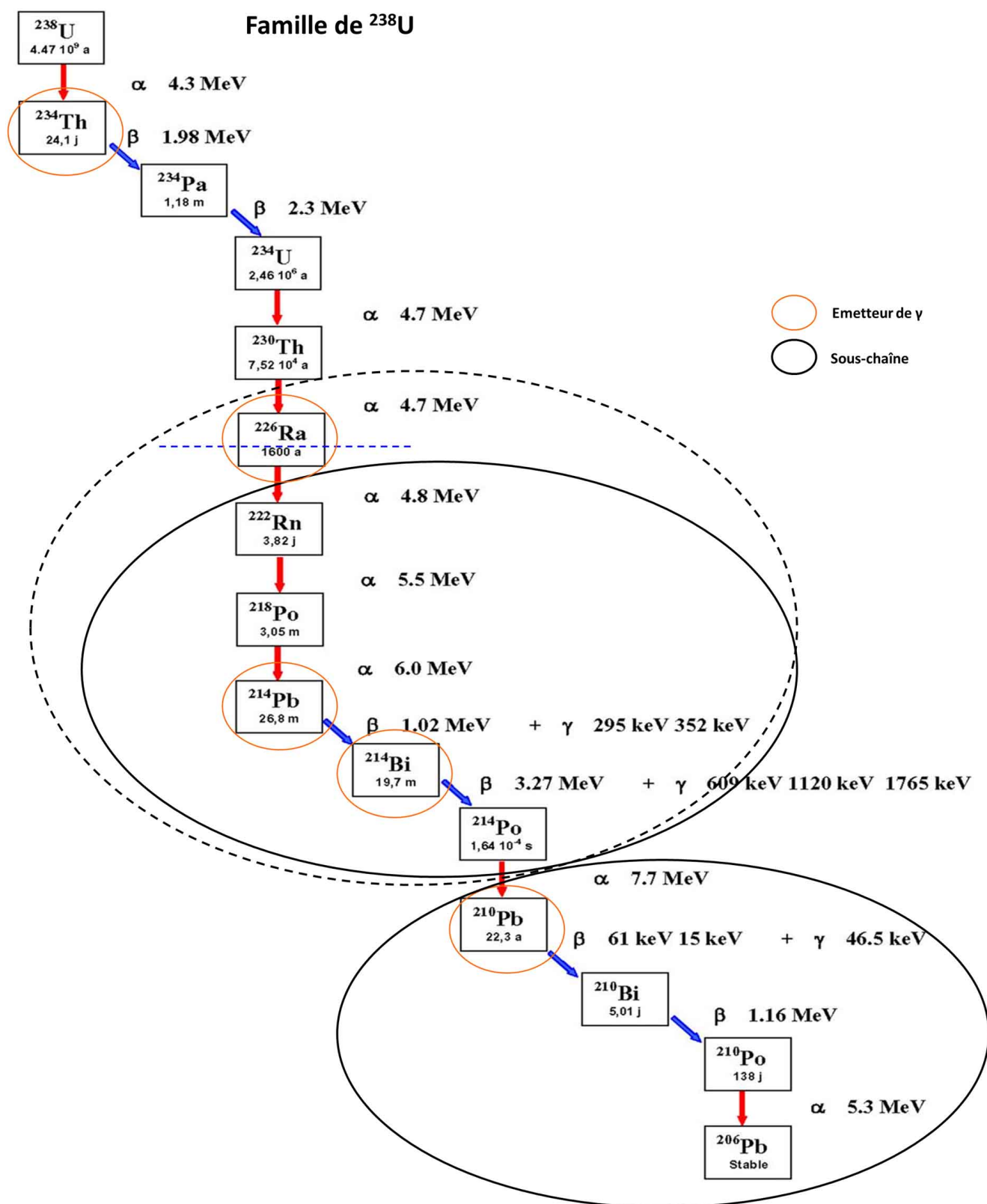


FIGURE 7.1 – Chaîne de désintégration de l'uranium [112].

7.2 Simulation du bruit de fond externe

Pour simuler le blindage, nous avons utilisé le programme GEANT4 [113].

Pour la simulation du bruit de fond dans SEDINE créé par les γ environnants, nous n'avons pris en compte que les plus énergétiques à savoir les γ de 2.61 MeV (^{208}Tl), de 1.46 MeV (^{40}K) et de 610 keV (^{214}Bi). La simulation a été faite de deux manières :

- Les γ environnants ont été simulés à travers l'ensemble du blindage jusqu'au volume du gaz [114] sans avoir accès à l'efficacité de chaque couche ;
- Pour connaître l'efficacité de chaque couche du blindage, la simulation a été décomposée en étapes successives : le tirage à l'entrée d'une couche est faite sur la base du spectre en énergie des γ à la sortie de la couche précédente [115].

7.2.1 Simulation du bruit de fond à travers l'ensemble du blindage

Dans cette partie, le blindage est pris en compte dans sa globalité. Pour ce faire, le blindage est simulé par une boîte constituée des trois couches de polyéthylène, de plomb et de cuivre. Les rayons γ émis par la roche et son revêtement en béton pénètrent dans le blindage vers le détecteur.

Pour les différentes mesures et les simulations du bruit de fond, nous nous sommes limités au dépôt d'énergie, dans le volume du gaz, inférieure à quelques centaines de keV.

Comme nous l'avons expliqué précédemment, le détecteur est connecté à son équipement via un tuyau en « S » qui traverse l'ensemble du blindage. Une fenêtre (trou d'environ 25 cm²) est prévue à cet effet. Pour la simulation, nous avons pris en compte les deux cas, avec et sans le trou de passage du tube en « S ».

Nous avons fait un tirage de $10^9 \gamma$ à partir de la mesure du flux des γ au LSM, effectuée par IRSN. dans un mélange de Ne(49%) + He(49%) + CH₄(2%) à 3 bar. Le résultat (tableau 7.1) de la simulation montre d'une part que la contribution totale des γ des radionucléides est non négligeable, d'autre part que le trou de la fenêtre du tube laisse passer de l'ordre de 10 % pour ^{208}Tl (de 4.07 à 4.54 mHz), de 55 % pour ^{40}K (de 1.37 à 2.51 mHz) et de 100 % pour ^{214}Bi (de 0 à 1.49 mHz).

Radionucléides	Flux des γ [$10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	Blindage sans trou [mHz]	Blindage avec trou [mHz]
^{208}Tl (2.61 MeV)	42	4.04	4.54
^{40}K (1.47 MeV)	125	1.37	2.51
^{214}Bi (610 keV)	67	0.00	1.49
Contribution totale		5.41	8.54

TABLE 7.1 – Tableau récapitulatif de la simulation du taux des γ du ^{208}Tl , du ^{40}K et du ^{214}Bi (avec et sans le trou du passage du tube en « S ») émis par la roche et le béton de revêtement déposant une énergie < 250 keV dans le volume du gaz.

Le taux simulé est de l'ordre de 3 fois plus faible que le taux observé actuellement

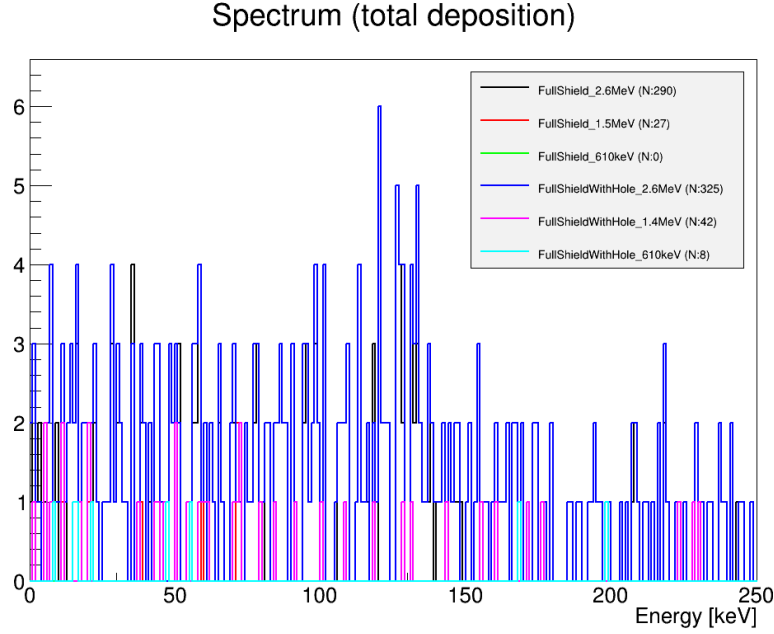


FIGURE 7.2 – Simulation du spectre en énergie ($< 250 \text{ keV}$) des γ du ^{208}Tl , du ^{40}K et du ^{214}Bi , déposant l'énergie dans le volume du gaz (avec et sans le trou du passage du tube en « S »).

(20 $m\text{Hz}$). La figure 7.2 représente les spectres simulés en énergie déposée dans le gaz par les γ du ^{208}Tl (2.61 MeV), du ^{40}K (1.46 MeV). On constate que seuls les γ les plus énergétiques, ceux du thallium, contribuent au dépôt d'énergie dans le gaz.

Nous avons essayé de remplir avec des micro-billes en plomb (figure 7.3) le tour du tube en « S ». Mais le bruit de fond mesuré est resté inchangé.

7.2.2 Simulation du bruit de fond détaillée par couche du blindage

Dans cette partie, chaque couche du blindage est prise en compte séparément de telle façon que le tirage aléatoire pour une couche est effectué à partir du spectre en énergie des γ à la sortie de la couche précédente. Les électrons ne sont pas pris en compte sachant que leur pouvoir de pénétration est bien inférieur à celui des photons énergétiques.

Pour la première couche du blindage, les 30 cm de polyéthylène, un tirage de 10^6 γ est effectué à partir des flux des γ de 2.61 MeV (^{208}Tl), de 1.46 MeV (^{40}K) et de 610 keV (^{214}Bi), mesurés par l'IRSN dans la zone de SEDINE (tableau de la figure 5.5). Ces γ émis par la roche et son revêtement en béton pénètrent le blindage en polyéthylène. Pour la couche suivante (10 cm de plomb), un tirage de 10^8 γ est effectué suivant leur spectre en énergie à la sortie du blindage en polyéthylène (la couche précédente).

Les figures 7.4-a et b présentent le spectre en énergie après les couches du blindage, en polyéthylène et en plomb. Nous observons les spectres des γ du ^{208}Tl en bleu, du ^{40}K en rouge et du ^{214}Bi en noir pour lesquels respectivement, les pics à 2600 keV , 1.46 keV et à 610 keV sont des γ traversant le blindage sans interagir. Le pic à 511 keV est celui d'annihilation des paires électron-positron. Le spectre présenté sur la figure 7.4-b



FIGURE 7.3 – Fenêtre de passage du tube en « S » remplie de micro-billes en plomb.

montre que les γ de 610 keV du ^{214}Bi sont complètement arrêtés par les 10 cm de plomb.

Le résultat en pourcentage des γ transmis²⁶ et transférés²⁷ sont donnés dans le tableau 7.2.

Blindage Radionucléides	Polyéthylène		Plomb	
	γ transmis [%]	γ transférés [%]	γ transmis [%]	γ transférés [%]
^{208}Tl (2.61 MeV)	8.38	2.04	0.119	0.018
^{40}K (1.47 MeV)	6.70	1.14	0.021	0.004
^{214}Bi (610 keV)	4.40	0.38	4ppm	0

TABLE 7.2 – Tableau récapitulatif de la simulation des γ transmis et transférés après les couches de blindage en polyéthylène et en plomb.

Les 30 cm du blindage en polyéthylène dégrade une grande partie de l'énergie des γ venant de la roche et du béton. Ils n'en laissent passer qu'une faible fraction (2 % pour les plus énergétiques). Il en va de même lorsqu'après le polyéthylène, les γ atteignent les 10 cm du blindage en plomb. La majeure partie d'entre eux perdent leur énergie en interagissant avec cette couche. Seuls les plus énergétiques peuvent traverser la couche, les γ du ^{214}Bi à 610 keV déposent la quasi totalité de leur énergie dans le plomb.

26. γ en sortie de la couche du blindage d'énergie dégradée

27. γ ayant traversé la couche du blindage sans interagir

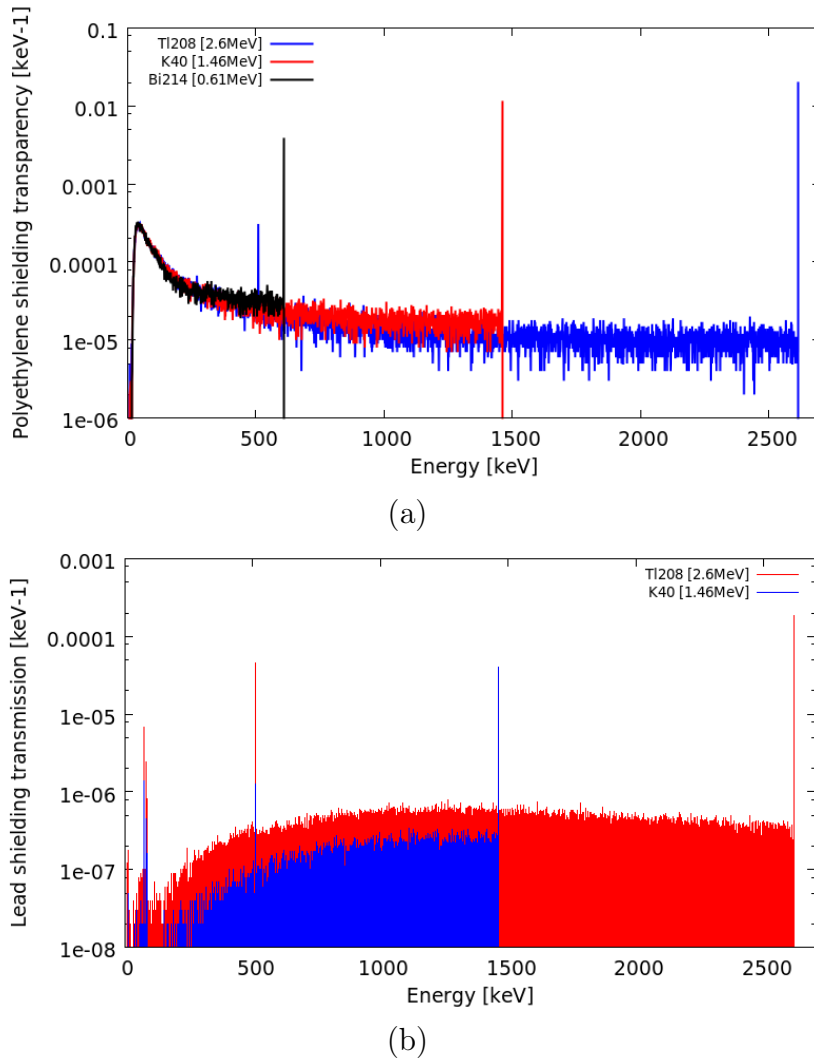


FIGURE 7.4 – Spectres en énergie après les différentes couches du blindage (a) polyéthylène; (b) plomb.

Pour la dernière couche du blindage, c'est-à-dire les 5 cm de cuivre, nous avons effectué un tirage de 25×10^6 événements à partir du spectre des γ à la sortie du blindage en plomb. La très grande majorité d'entre eux traverse la couche de cuivre.

Le résultat final de la simulation, montré sur la figure 7.5, représente les spectres d'énergie déposés dans le gaz à 500 mbar et 3 bar de néon pur. Nous nous sommes limités à la gamme d'énergie inférieure à 1 MeV, car les γ d'énergie supérieure traversent le détecteur sans interagir dans le gaz (figure 7.5-a). La figure 7.5-b représente les spectres des γ pour les énergies inférieures à 250 keV; le pic à 8.1 keV est la fluorescence X du cuivre, excitée par les γ issus du potassium et du thallium.

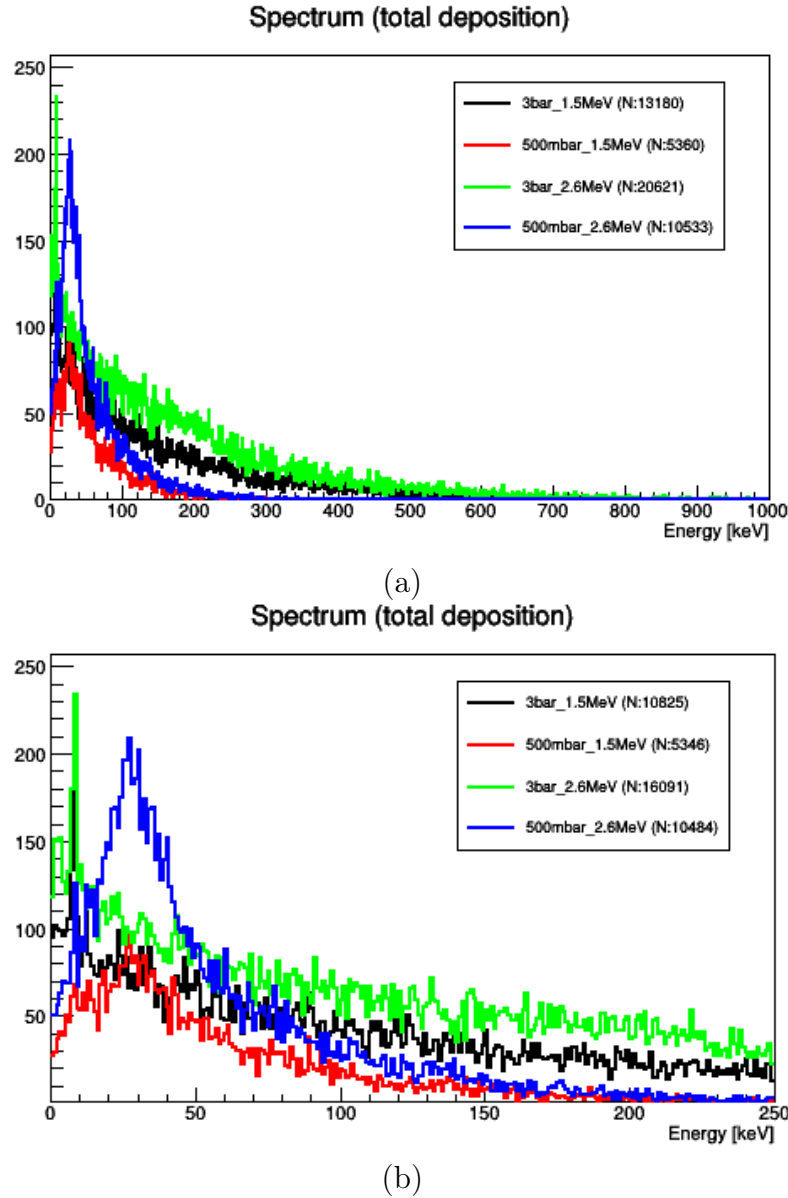


FIGURE 7.5 – Spectres de dépôt d'énergie des γ , respectivement, 1.5 et 2.6 MeV dans 500 mbar (rouge et bleu) et 3 bar (noir et vert) de néon pur : (a) pour des dépôts d'énergie inférieurs à 1 MeV ; (b) un zoom pour les énergies inférieures à 250 keV.

Le tableau 7.3 donne le résultat du dépôt d'énergie pour les γ du ^{208}Tl et du ^{40}K . Pour le γ ^{214}Bi , la quasi totalité de leur énergie a été perdue dans le blindage en plomb. A 3 bar, la contribution des γ environnants est à 7.1 mHz, du même ordre de grandeur que la simulation du blindage dans son intégralité. Ce qui correspond à environ 30 % du bruit de fond actuel de SEDINE (20 mHz).

Nous sommes en train de discuter de différentes compositions du blindage pour arrêter plus efficacement les γ d'uranium et de thorium de la roche et du béton de son revêtement. Etant donné le volume restreint pour le blindage autour de SEDINE, il faut trouver un compromis entre l'ajout d'une épaisseur supplémentaire de plomb (simulation en cours) au détriment du blindage en cuivre. Les résultats expérimentaux ont prouvé que 2 cm de cuivre suffisent à arrêter la radioactivité du blindage en plomb. On pourrait donc récupérer ces 3 cm pour ajouter du plomb (figure 7.6 et tableau 7.4). Ces premières

Blindage Radionucléides	Polyéthylène + Plomb + Cuivre	
	Pression [bar]	Taux [mHz] (énergie <250 [keV])
^{208}Tl (2.61 MeV)	0.5	2.6
	3	5.1
^{40}K (1.47 MeV)	0.5	0.8
	3	2.0

TABLE 7.3 – Tableau récapitulatif de la simulation du taux d'événements à dépôt d'énergie inférieure à 250 keV dans le volume du gaz pour les γ du ^{208}Tl et du ^{40}K dans 0.5 et 3 bar de néon pur.

simulations semblent indiquer que l'on pourrait gagner un ordre de grandeur sur le bruit de fond.

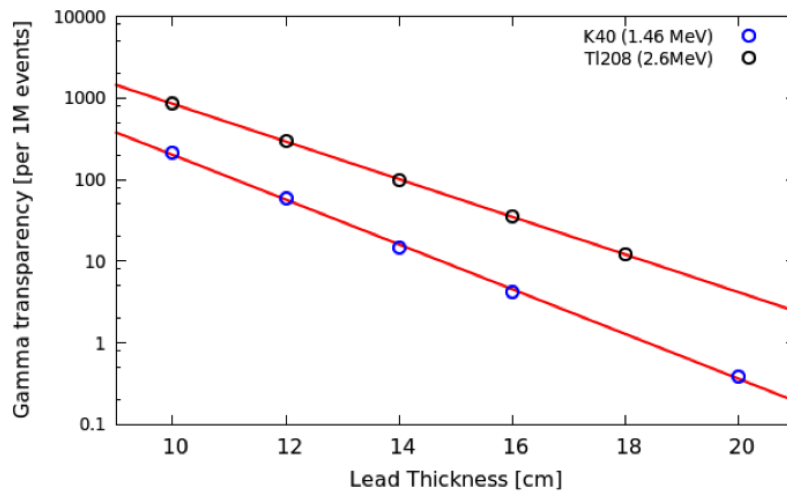


FIGURE 7.6 – Transmission des γ à travers différentes épaisseurs de plomb.

Depht [cm]	^{40}K transmission	^{208}Tl transmission
10	21903	85149
12	5895	29283
14	1471	9964
16	420	3493
20	39	1216

TABLE 7.4 – Transmission des γ à travers différentes épaisseurs de plomb.

7.3 Contamination de la surface interne de SEDINE

Les plaques de cuivre utilisées pour la fabrication de SEDINE ont été hautement sélectionnées (tableau 4.1). Elles sont les mêmes que celles utilisées pour les cloches de

l'expérience EDELWEISSE III et GERDA. Ces plaques ont été gardées et protégées au LSM à l'abri des rayonnements cosmiques jusqu'à la construction de SEDINE.

Parmi les paramètres non maîtrisés qui contribuent au bruit de fond de SEDINE, on a évoqué le temps et la procédure de fabrication.

7.3.1 Contamination due à l'exposition aux rayons cosmiques

Pour diverses raisons techniques, la fabrication de SEDINE a été retardée et les plaques de cuivre sont restées à l'extérieur plus de 6 mois sans être protégées réellement contre les rayonnements cosmiques.

Des mesures présentées dans la référence [104] montrent l'activation des métaux lorsqu'ils sont exposés aux rayonnements cosmiques. L'expérience a consisté à exposer pendant 270 jours des plaques de cuivre à l'extérieur d'un laboratoire souterrain qui a les mêmes caractéristiques que LSM. Le résultat a été une forte augmentation du taux de comptage dans l'intervalle d'énergie entre 100 et 2730 keV .

Le ^{60}Co est le radionucléide le plus actif qui atteint le niveau de 2.1 mBq/kg pour une niveau initial inférieur à 10 $\mu Bq/kg$ avant exposition aux rayons cosmiques.

En première approximation, on peut évaluer le niveau de ^{60}Co à $\lesssim 2 mBq/kg$ pour les plaques de cuivre qui ont servi à la fabrication de SEDINE et sont restées à l'extérieur plus de 180 jours.

Nous avons simulé avec GEANT4 une contamination en ^{60}Co de 2 mBq/kg du cuivre de SEDINE [116].

La figure 7.7-a représente le spectre simulé de l'énergie déposée dans le gaz par les γ du ^{60}Co pour différentes pressions entre 500 et 4000 $mbar$ d'un de nos mélanges Ne (49 %) + He (49 %) + CH_4 (2 %) couramment utilisés. Selon la position du dépôt dans le volume du gaz, nous pouvons discriminer les événements du volume de ceux de la surface (figure 7.7-b).

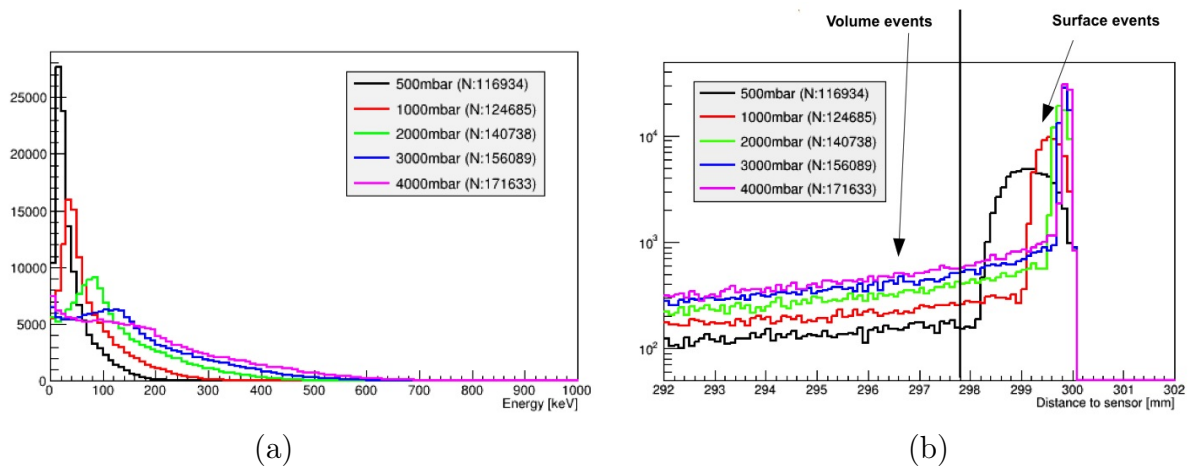


FIGURE 7.7 – (a) Spectres simulés de l'énergie déposée dans le gaz par les γ du ^{60}Co à différentes pressions dans le mélange Ne (49 %) + He (49 %) + CH_4 (2 %); (b) Les événements de volume et de surface discriminés par la position de l'origine du dépôt d'énergie dans le gaz.

Le taux estimé d'événements de volume du ^{60}Co pour différentes pressions est donné dans le tableau 7.5.

Pression (<i>bar</i>)	Taux (<i>mHz</i>)
0.5	0.67
1	0.77
2	0.96
3	1.15
4	1.33

TABLE 7.5 – *Estimation du taux d'événements de volume du ^{60}Co contenu dans le cuivre de la cavité sphérique*

7.3.2 Contamination due à la procédure de fabrication

La fabrication de SEDINE a été effectuée par la technique de repoussage. Bien que l'entreprise fabricante ait pris toutes les précautions pour éviter l'ajout et l'apport d'éventuelles sources extérieures, leur propre appareillage aurait pu être contaminant.

Outre cette hypothèse, les plaques de cuivre utilisées pour la fabrication de SEDINE ont été stockées dans un endroit propre mais pas sous circulation d'azote. Le radon contenu dans l'air est contaminant. Le ^{210}Pb , descendant du radon, se dépose sur le cuivre et, ayant un temps de demi-vie très long (22.3 ans), est une source contaminante pour SEDINE comme nous allons le montrer dans le paragraphe suivant.

7.3.3 Résultats des premières mesures

Après installation et mise au point du détecteur au LSM, nous avons vérifié le taux de contamination de SEDINE. Les premières mesures ont montré une contamination surfacique interne du détecteur par les α du ^{210}Po (5.3 *MeV*), du ^{222}Rn (5.5 *MeV*), du ^{218}Po (6 *MeV*) d'environ 180 *mHz* et ^{214}Po (7.7 *MeV*) d'environ 1.2 *mHz*. La figure 7.8 présente le temps de montée du signal en fonction de l'amplitude et le spectre en amplitude correspondant. Comme expliqué dans le paragraphe 10.2 du chapitre III, les particules α déposent leur énergie dans le gaz comme des traces avec un long temps de montée, ici, allant de 10 à 20 μs .

Ayant mesuré un taux de ^{222}Rn stable dans le temps, nous en avons déduit la présence d'une source (par exemple une poussière de ^{226}Ra) qui devait alimenter en permanence le radon.

La présence permanente de ce radon alimente la formation d'une couche mince de ^{210}Pb à la surface interne du détecteur.

Nous avons alors envisagé d'éliminer cette contamination de la surface du cuivre par une attaque chimique.

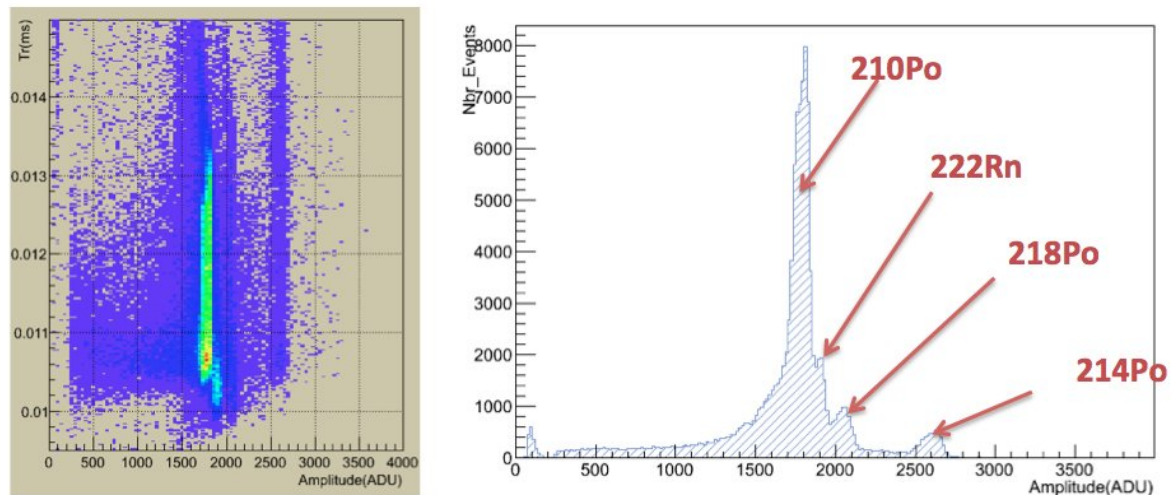


FIGURE 7.8 – Contamination surfacique interne du détecteur par ^{210}Po , ^{222}Rn , ^{218}Po et ^{214}Po . A gauche, le temps de montée du signal en fonction de l'amplitude, à droite, la projection en amplitude.

7.3.4 Première attaque chimique de l'enceinte sphérique

Un des moyens les plus pratiques pour éliminer la source de contamination de la surface interne/externe de la cavité sphérique par le ^{210}Pb était de les nettoyer par une attaque chimique.

Nous avons préparé une procédure d'attaque chimique avec l'acide nitrique. Elle a été testée sur des échantillons de cuivre identique aux plaques utilisées pour la fabrication de SEDINE.

Pour ce faire, l'ensemble du détecteur a été démonté et descendu dans les locaux techniques du LSM. La procédure du nettoyage a consisté en :

- Rinçage de toutes les pièces du détecteur à l'eau déminéralisée
- Nettoyage de toutes les pièces (sauf la cavité sphérique et le censeur) avec un solvant
- Remplissage de la moitié de la sphère par de l'acide nitrique à 17 % pendant 30 *min* puis rotation de la sphère à 180° pour la deuxième moitié suivie d'un rinçage
- Nettoyage de la surface externe de la sphère avec la même solution suivie d'un rinçage
- Rinçage à l'alcool pur (99.99 %) de toutes les pièces
- Séchage de toutes les pièces à l'azote chaud
- Emballage des pièces, la cavité sphérique a été laissée sous circulation d'azote chaud pendant toute la nuit

Les différentes étapes de cette intervention sont présentées sur la figure 7.9.

L'ensemble du détecteur est retourné au laboratoire souterrain le jour suivant l'intervention.

Le résultat de la première attaque chimique a montré [117] :



FIGURE 7.9 – Différentes étapes de la première intervention d'attaque chimique (en janvier 2013). La procédure de nettoyage a été testée sur des morceaux cubiques de cuivre identique à celui utilisé pour la fabrication de la sphère.

À haute énergie

La figure 7.10 présente les spectres en amplitude avant et après la première intervention du nettoyage de SEDINE.

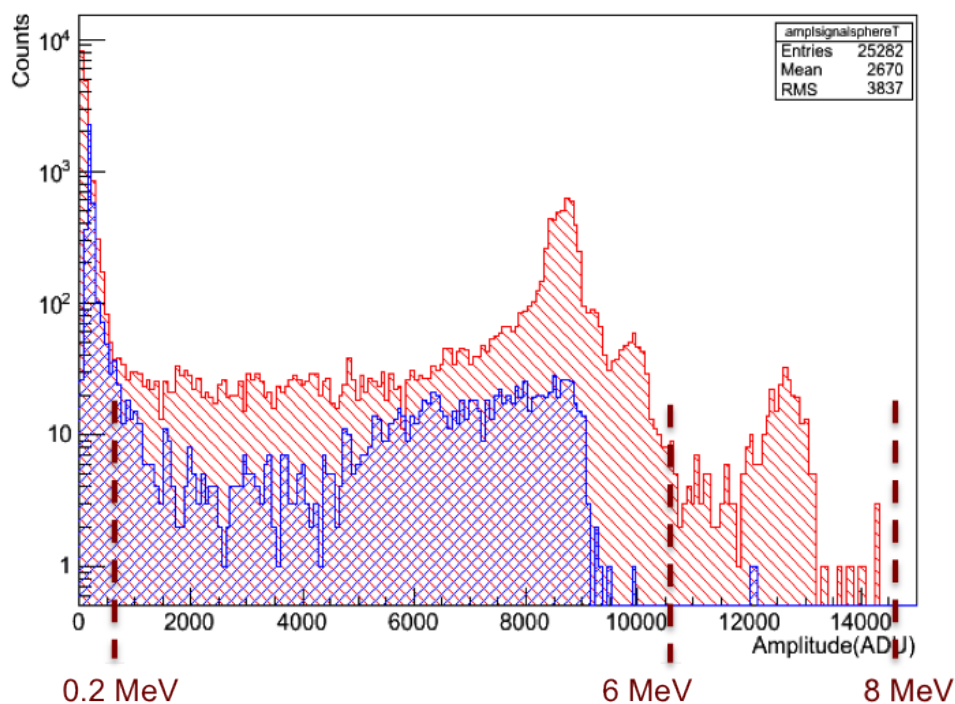


FIGURE 7.10 – Spectres en énergie, en rouge avant la première intervention, en bleu après, dans 300 mbar Ar + CH₄ (2%). La disparition de la quasi totalité du ²¹⁴Po (7.7 MeV) et la diminution d'un facteur 3 pour le reste des alphas (de 5.3 à 6 MeV).

Après cette intervention, nous avons constaté une dégradation en énergie peut-être due à une mauvaise centricité de la bille au moment du remontage de la canne.

La dégradation de la résolution en énergie lors de la prise des données après nettoyage (le spectre en bleu sur la figure 7.10) ne nous permet pas de quantifier la diminution de chacune des raies α du ^{210}Po , du ^{222}Rn et du ^{218}Po . Globalement le taux de contamination α a baissé d'un facteur de l'ordre de 3 (de 180 à 65 mHz). Le ^{222}Rn (taux initial de 1.2 mHz) a probablement disparu (absence de pic de ^{214}Po dans le spectre bleu). Nous supposons qu'une source de radon (éventuellement une poussière de ^{226}Ra) s'est dégagée suite aux différents rinçages (l'eau déminéralisée et l'alcool) et au séchage (l'azote chaud) des pièces du détecteur.

À basse énergie

La diminution du taux d'événements à basse énergie a été moins flagrante. Le taux des β / γ a été réduit de 400 à 300 mHz .

Nous n'avons pas observé de baisse d'un facteur deux du taux des alpha après 4 mois comme attendu par le temps de demi-vie du ^{210}Po (138 jours). Nous en avons déduit qu'il subsistait du ^{210}Pb sur la surface interne de la cavité, c'est la raison pour laquelle nous avons entrepris une deuxième attaque chimique.

7.3.5 Deuxième attaque chimique du détecteur

Nous avons effectué 9 mois après le premier nettoyage du détecteur, une deuxième intervention en changeant la procédure d'attaque chimique.

Dans la seconde procédure de nettoyage, l'intérieur de la sphère a été pulvérisé avec une solution d'acide nitrique à 30 %, tout en gardant la température du local d'intervention supérieure à 25° C. Les principales étapes d'intervention sont présentées sur la figure 7.11, les autres étapes ont été similaires à la première procédure de nettoyage. Afin d'éviter l'endommagement des sièges des joints coniques sur les ouvertures de la sphère (image de droite de la figure 7.11), ceux-ci ont été aussitôt rincés après le versement de la solution de l'acide nitrique.

À haute énergie

La figure 7.12 présente la comparaison entre les deux spectres en énergie déposée dans le gaz avant et après la deuxième intervention. Le pic de 65 mHz a été réduit à 10 mHz , soit une réduction d'un facteur 6.

À basse énergie

La figure 7.13 représente la comparaison des deux spectres à basse énergie avant et après la deuxième intervention. Le pic à environ 8 keV (sur le spectre rouge) correspond à la fluorescence X du cuivre. Le taux des β / γ de 300 mHz a été ramené à ≈ 57 mHz soit une réduction d'un facteur 5.

Lors des deux précédentes interventions, la canne (senseur) n'a pas été nettoyée avec la même procédure que les autres parties du détecteur pour éviter sa dégradation. La surface totale de cette dernière représente quelques pourcents de la surface de la sphère (1 m^2). Sachant qu'à chaque intervention nous avons réussi à diminuer le taux d'événements à haute et à basse énergie, nous avons décidé d'effectuer aussi le nettoyage



FIGURE 7.11 – Deuxième intervention d'attaque chimique (en octobre 2013), pour laquelle l'intérieur et l'extérieur de la sphère ont été pulvérisés avec une solution d'acide nitrique à 30 % ; l'image en-bas à gauche montre l'intérieur de la cavité sphérique.

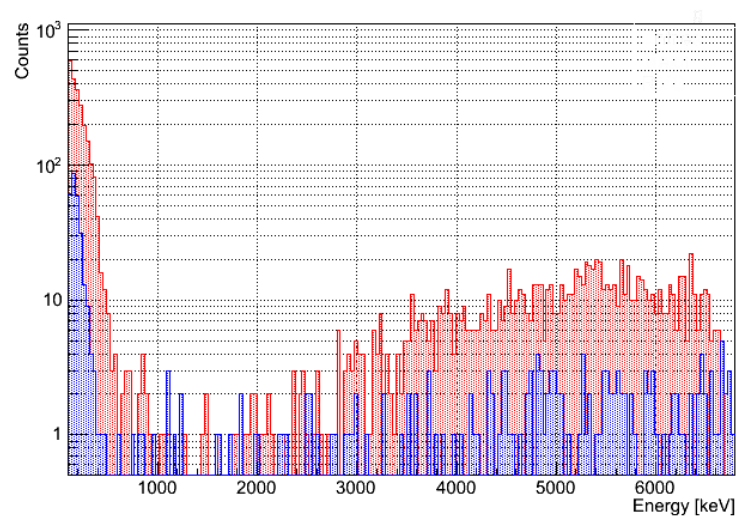


FIGURE 7.12 – Comparaison des deux spectres avant (en rouge) et après (en bleu) de la deuxième intervention dans 1 bar de $\text{Ne} + \text{CH}_4$ (2 %).

de la canne.

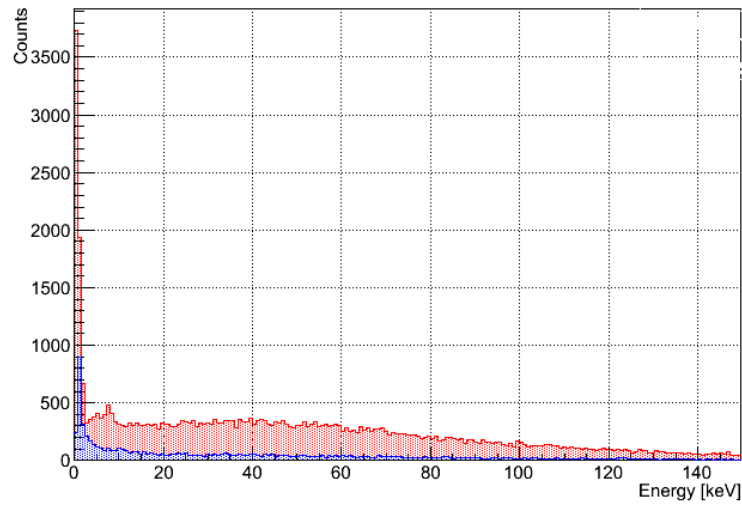


FIGURE 7.13 – Comparaison des deux spectres à basse énergie, avant (en rouge) et après (en bleu) la deuxième intervention dans 1 bar de $\text{Ne} + \text{CH}_4$ (2%). À $\approx 8 \text{ keV}$, nous observons le pic de fluorescence X du cuivre.

7.3.6 Attaque chimique de la canne

La canne et la bille sont les parties essentielles du détecteur, donc, il fallait trouver un compromis pour un nettoyage à l'acide (nitrique) sans endommager ses différentes parties à savoir : les fils de haute tension et leur gaine, la connexion bille (soudure/collage), etc ...

La procédure adoptée a été une méthode de goutte à goutte afin d'éviter le débordement de la solution d'acide sur les parties sensibles.

À haute énergie

Par cette intervention nous avons réussi à enlever une couche de résidus polluants à la surface de la canne. A haute énergie pour les α de quelques MeV , l'effet du nettoyage a été une diminution de leur taux de 10 à 4 mHz soit une réduction d'un facteur 2.5. La comparaison des deux spectres en énergie (avant et après) est présentée sur la figure 7.14.

À basse énergie

Le nettoyage de la canne avec l'acide nitrique a diminué le taux des β / γ de 57 à 25 mHz , soit une réduction d'un facteur 2.3. La figure 7.15 présente la comparaison

des deux spectres en énergie. En rouge avant et en bleu après nettoyage de la canne, pour les énergies inférieures à 150 keV . Sur le spectre rouge, nous observons le pic de la fluorescence X (8.1 keV) du cuivre.

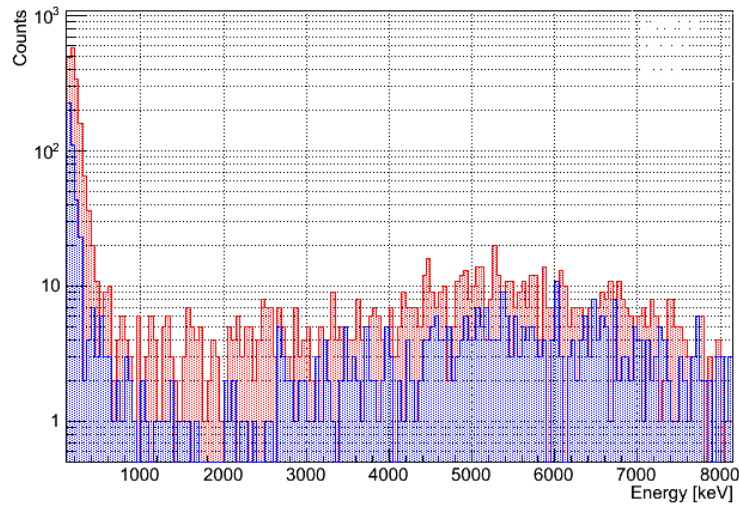


FIGURE 7.14 – *Comparaison des deux spectres à haute énergie, avant (en rouge) et après (en bleu) le nettoyage de la canne dans 500 mbar de Ne + CH₄ (2%).*

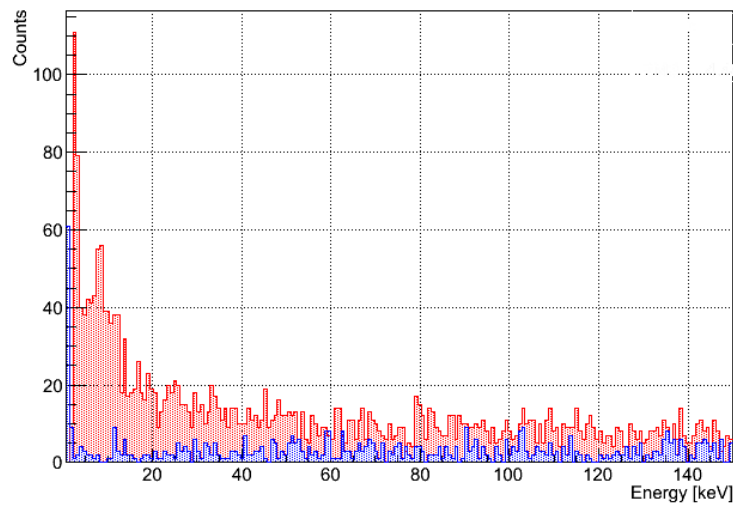


FIGURE 7.15 – *Comparaison des deux spectres à basse énergie, avant (en rouge) et après (en bleu) le nettoyage de la canne dans 500 mbar de Ne + CH₄ (2%).*

7.4 Contamination due au radon

Cette contamination concerne particulièrement le radon contenu dans l'air du laboratoire. Le taux de radon au LSM est d'environ 15 Bq/m^3 .

Les α de 5.5 MeV du radon (^{222}Rn) ne peuvent pas passer à travers la paroi de la sphère de cuivre de 6 mm d'épaisseur. En revanche, les rayonnements des descendants du radon peuvent interagir avec le cuivre et l'exciter. En conséquence ils produisent des β / γ secondaires qui peuvent déposer leur énergie dans le gaz, en particulier la raie X de fluorescence du cuivre à 8.1 keV .

C'est pourquoi nous avons ajouté une tente anti-radon couvrant la totalité du détecteur et son blindage sous laquelle circule l'air dé-radonisé (figure 7.16).

Le volume entre le détecteur et le blindage ($\approx 2 \text{ m}^3$) où circule l'air dé-radonisé est d'environ 220 L. Avec un débit de 50 L/h, environ 5 h sont nécessaires pour faire un balayage complet de l'air autour du détecteur. Nous avons mesuré le taux de radon autour de la sphère grâce au détecteur de radon du LSM. Le résultat est un taux de radon à environ 10 mBq/m³, c'est à dire, une réduction d'un facteur 1000.

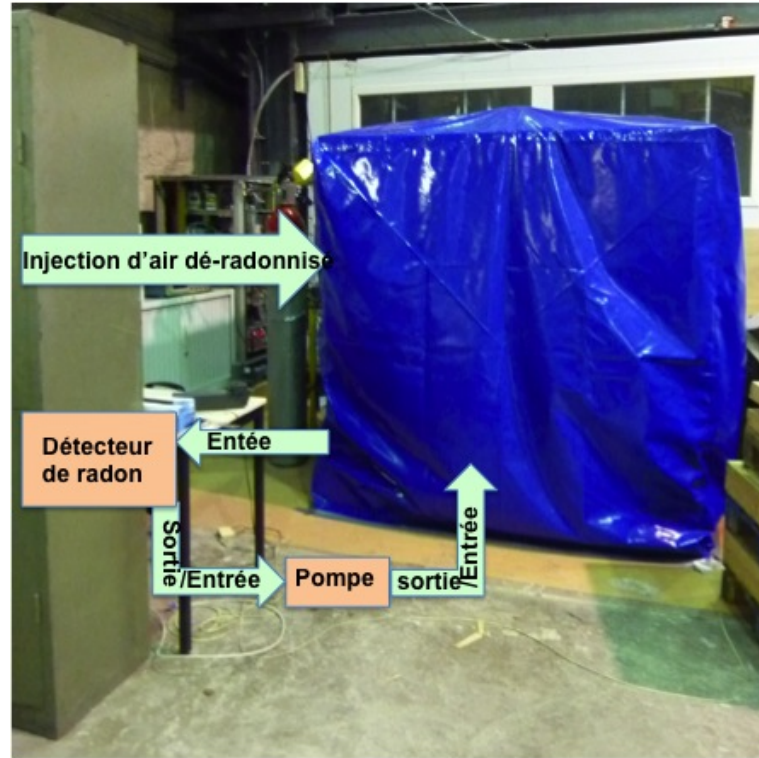


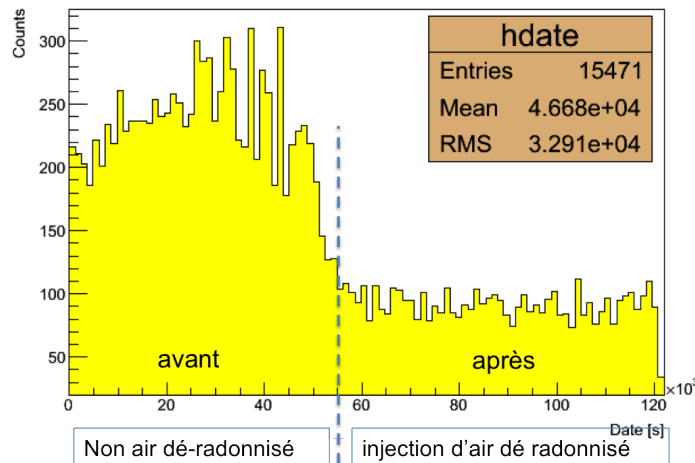
FIGURE 7.16 – Tente anti-radon couvrant l'ensemble du détecteur et son blindage sous laquelle circule l'air dé-radonisé.

Récemment nous avons amélioré l'étanchéité de la tente anti radon en ajoutant une couche (interne) de feuilles en polyéthylène autour du blindage en plomb

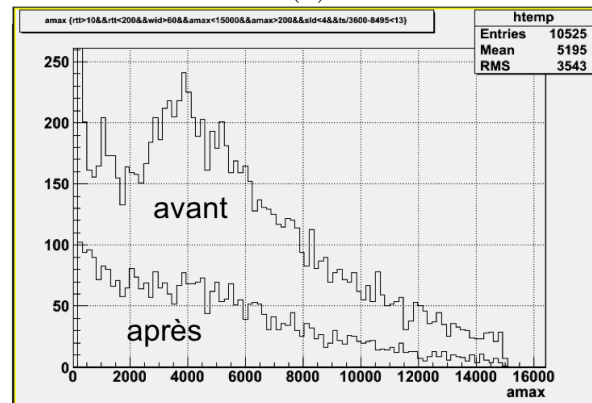
Nous avons mesuré l'influence de la circulation de l'air dé-radonisé sur le taux d'événements dans 2 bar de Ne + 1 bar de He + CH₄ (2 %). Après 13 h de prise de données, nous avons ouvert la vanne de circulation d'air dé-radonisé. La figure 7.17-a représente le taux d'événements en fonction du temps, on observe une diminution d'un facteur 2.5 entre avant et après.

La figure 7.17-b représente les spectres en amplitude avant et après la circulation d'air dé-radonisé. Nous constatons l'effet du radon qui se traduit par une accumulation à 1200 ADU (la raie de fluorescence X du cuivre à 8.1 keV) et une distribution de Landau avec un maximum à 4000 ADU.

Le radon contenu dans l'air du laboratoire est donc une source de bruit de fond dans le détecteur. Nous avons amélioré l'étanchéité de la tente anti-radon pour garder l'air autour du détecteur le plus pur possible.



(a)



(b)

FIGURE 7.17 – Avant et après injection d’air dé-rédonné : (a) le taux d’événements en fonction du temps (en seconde) ; (b) Le temps de montée (ms) en fonction de l’amplitude (en ADU), avant l’injection d’air dé-radonné.

7.5 Autres sources polluantes

Les nettoyages effectués ont permis de diminuer le bruit de fond de SEDINE d’un facteur 45 à haute énergie et d’un facteur 20 à basse énergie. Le niveau actuel du bruit de fond de SEDINE, après les différentes interventions, est de 20 mHz , cela nous a incités à chercher toutes les autres sources polluantes.

A ce jour, nous avons exploré trois autres pistes de sources polluantes : le ^{14}C contenu dans les mélanges gazeux de SEDINE, le tube en « S » en vue directe de la bille et les vis utilisées pour fermer les brides sur la cavité sphérique du détecteur.

7.5.1 Pollution du ^{14}C contenu dans le gaz

Une des sources qui pourrait contribuer au bruit de fond de SEDINE est le ^{14}C contenu dans les quenchers (éthane C_2H_6 et méthane CH_4) qui sont en faible proportion (quelques pourcents) dans les mélanges gazeux utilisés.

Nous avons mesuré de manière expérimentale la contribution du ^{14}C au bruit de fond de SEDINE.

Pour cela, nous avons rempli le détecteur de 4 *bar* de $\text{Ne} + \text{CH}_4$ (2%) et avons pris des données. Ensuite, nous avons pompé le détecteur pour diminuer la pression à 2 *bar*, donc le nombre absolu des atomes du ^{14}C a diminué d'un facteur 2, en conséquence, la contribution au bruit de fond, due à l'activité du ^{14}C , doit diminuer d'un facteur 2. Les résultats obtenus n'ont pas révélé une différence entre les deux mesures tout au moins au niveau de la sensibilité du bruit de fond (inférieure au *mHz*). Les simulations en cours pourront confirmer ou non ces résultats. Donc la pollution par le ^{14}C peut être considérée comme négligeable devant le bruit de fond actuel de SEDINE (20 *mHz*)

7.5.2 Pollution du tube en « S »

Une des sources qui pourrait contribuer à la pollution du détecteur est le tube en « S » qui assure la connexion entre l'intérieur du détecteur et tous les équipements extérieurs.

Sa structure (figure 3.7-b) fragmentée par des diaphragmes (nid d'abeille) rend difficile le nettoyage à l'intérieur. En plus, ce tube est en vue directe de la bille (l'électrode centrale).

Nous avons émis l'hypothèse qu'il pourrait contribuer au bruit de fond du détecteur par sa partie intérieure où des impuretés se seraient incrustées et auraient été piégées lors des deux interventions de nettoyage.

La grande longueur du tube en « S » (80 *cm*) ne nous a pas permis de mesurer sa radioactivité avec un détecteur type Ge. Nous avons donc choisi d'utiliser notre propre détecteur pour connaître son éventuelle activité. Nous avons procédé comme suit :

- Enrober la partie extérieure du tube avec des feuilles de plomb, de 1 *cm* d'épaisseur (figure 7.18-a).
- Boucher la partie intérieure avec un cylindre (4 *cm* de hauteur) en plomb archéologique (figure 7.18-b).

Nous n'avons constaté aucune amélioration significative dans les taux observés avant et après l'intervention.

Nous en concluons que la contribution du tube en « S » au bruit de fond de SEDINE est négligeable.

7.5.3 Les vis de fermeture

Nous avons voulu exclure toutes les pistes qui pouvaient être une source polluante dans le détecteur. Les 30 vis (environ 300 g) utilisées pour serrer les fermetures de SEDINE pourraient être une source radioactive proche du détecteur. Pour estimer la contribution des vis au bruit de fond nous avons effectué une simulation et une mesure.

Résultat de la simulation

Nous avons simulé avec le programme GEANT4 la contribution des vis sur le bruit

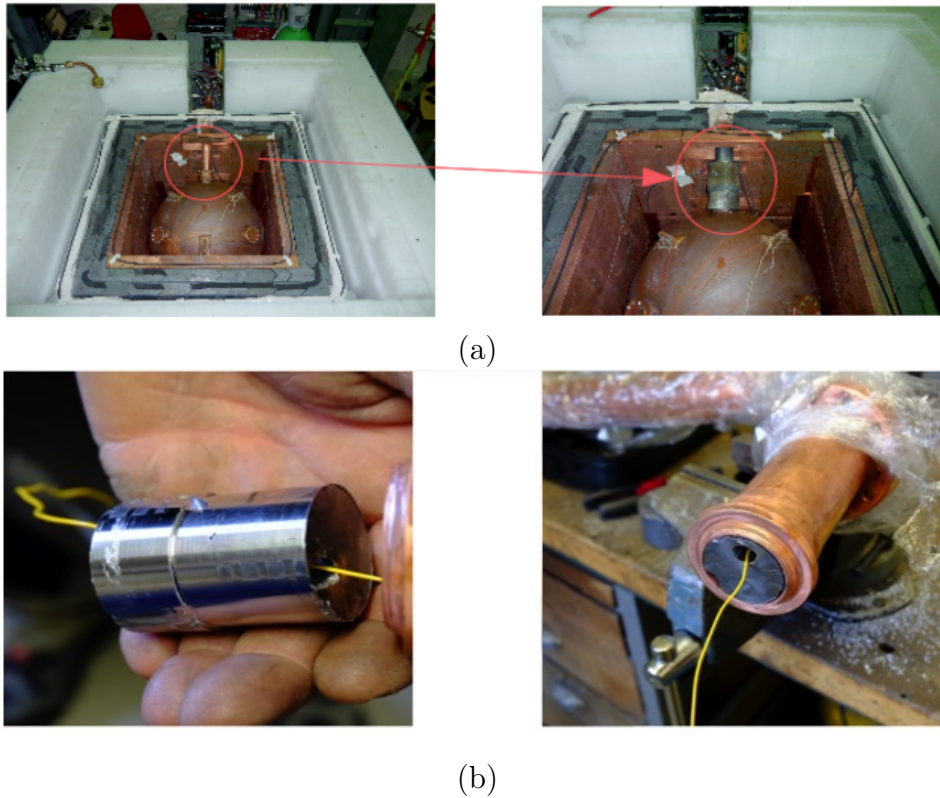


FIGURE 7.18 – (a) La partie extérieure du tube en « S » est enrobée par des feuilles en plomb ; (b) la partie intérieure est bouchée par un cylindre en plomb archéologique, avec un trou prévu pour le pompage, l'injection du gaz et le passage des fils de haute tension.

de fond dans le volume du gaz de SEDINE pour les dépôts d'énergie inférieure à 200 keV [118].

Nous avons simulé pour un mélange gazeux de $Ne + CH_4$ (2 %) à 500 $mbar$ l'équivalent de 10000 jours d'exposition du détecteur par les vis en inox. Chaque radionucléide présent dans les vis (résultats des mesures montrées sur le tableau 4.1) est simulé séparément :

- Le ^{226}Ra pour des γ d'énergies 295, 352, 609, 1120 et 1765 keV ; sa contribution est $< 0.03 \text{ cpd}^{28}$
- Le ^{210}Pb pour du γ d'énergie 46 keV ; sa contribution est négligeable
- Le ^{228}Ra pour des γ des énergies 338, 911 et 968.9 keV ; sa contribution est $< 0.009 \text{ cpd}$
- Le ^{228}Th pour des γ des énergies 238.6, 583 et 2614 keV ; sa contribution est $< 0.15 \text{ cpd}$
- Le ^{40}K pour du γ d'énergie 1460 keV ; sa contribution est $< 0.01 \text{ cpd}$
- Le ^{137}Cs pour du γ d'énergie 661 keV ; sa contribution est $< 0.005 \text{ cpd}$
- Le ^{60}Co pour du γ d'énergie 1173 keV ; sa contribution est $< 0.005 \text{ cpd}$

Les résultats de la simulation pour chacun de ces radionucléides (excepté ^{210}Pb , pas de contribution pour une exposition équivalent à 1000 jours) sont présentés sur la figure 7.19. Pour le ^{228}Th , nous pouvons distinguer la raie à 8.1 keV du cuivre (fluorescence X) excité par les γ de haute énergie.

28. count per day (en français : coup par jour)

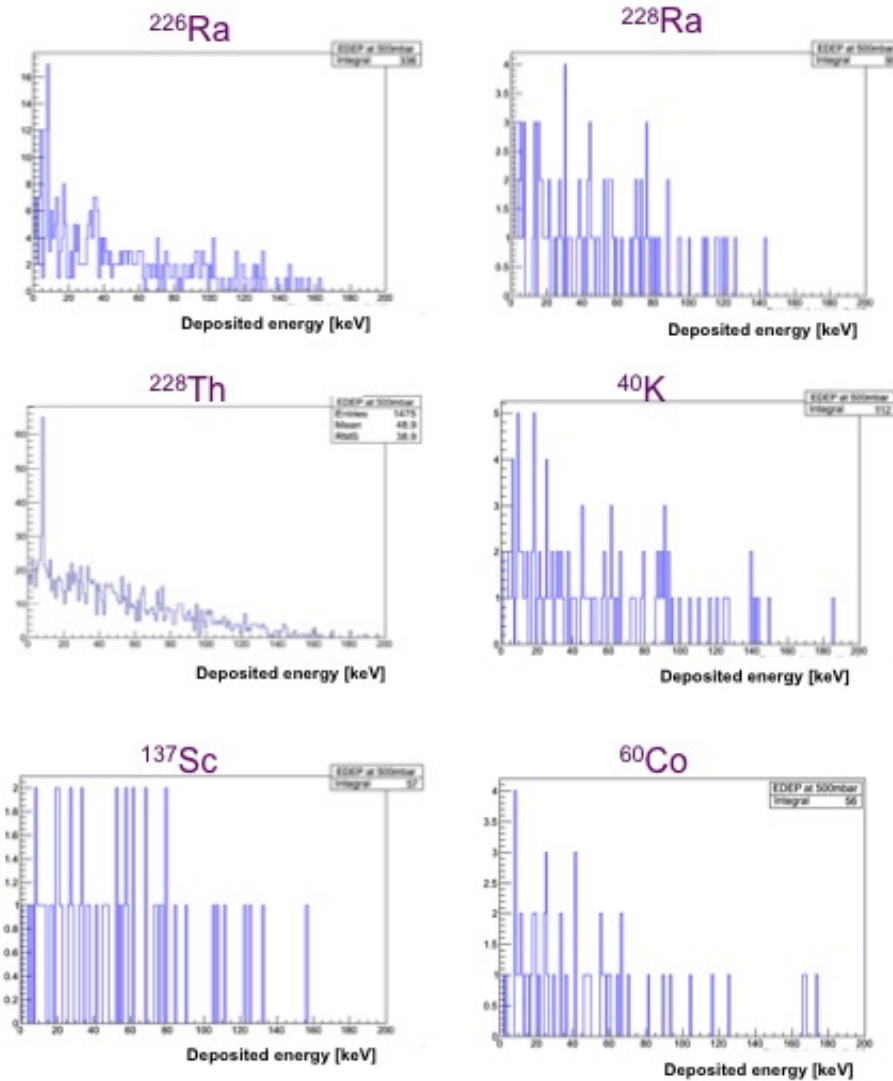


FIGURE 7.19 – Spectres simulés en énergie déposée dans le gaz pour les différents radio-nucléides présents dans les vis en inox utilisées pour la fermeture de la sphère.

La figure 7.20-a présente le résultat de la simulation du spectre en énergie inférieure à 200 *keV* provenant essentiellement du ^{228}Th . Le pic à $\approx 8 \text{ keV}$ est celui de la fluorescence X du cuivre activé par les gammas de haute énergie. La figure 7.20-b présente le dépôt d'énergie en fonction de la distance à la bille donc de la sphère. On constate que la majorité de l'énergie déposée est proche de la paroi de la sphère ce qui se traduit par des signaux avec un long temps de montée.

La contribution des vis au bruit de fond de SEDINE serait négligeable ($< 0.25 \text{ cpd}$).

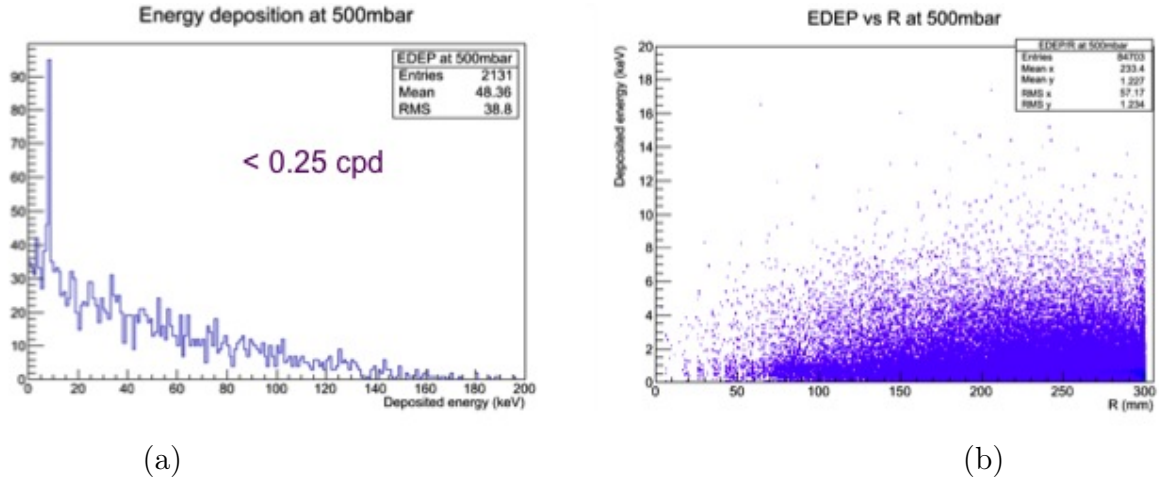


FIGURE 7.20 – *Résultat de la simulation de la contamination des vis utilisées pour la fermeture de la sphère.*

Résultat expérimental

Nous avons effectué une mesure de la contribution des vis sur le bruit de fond du détecteur pour vérifier le résultat de la simulation.

La masse totale des vis utilisées pour la fermeture des brides étant de 300 g, afin de rendre la mesure plus sensible, nous avons ajouté un sachet de vis de 1500 g (5 fois plus) sur la partie supérieure de la sphère. La figure 7.21 présente SEDINE dans son blindage ouvert avec le sachet de vis sur la partie supérieure de la sphère.

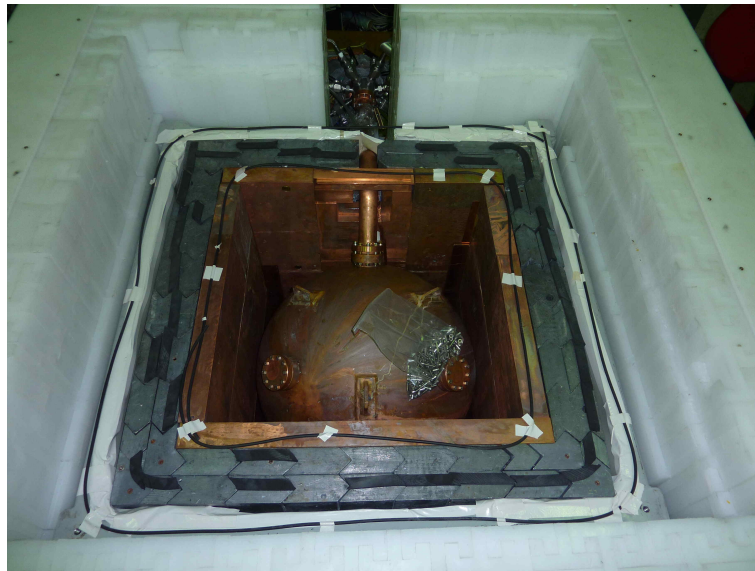


FIGURE 7.21 – *SEDINE dans son blindage ouvert avec un sachet de 1500 g de vis sur la partie supérieure de la sphère.*

Sans changer les configurations, nous avons refermé le capot du blindage avant la prise des données. Nous n'avons observé aucune différence entre le taux d'événements avant et après l'ajout du sachet de vis. Ce résultat est conforme à celui de la simulation. La figure 7.22 présente la comparaison des deux spectres en énergie. Les deux spectres

se superposent parfaitement.

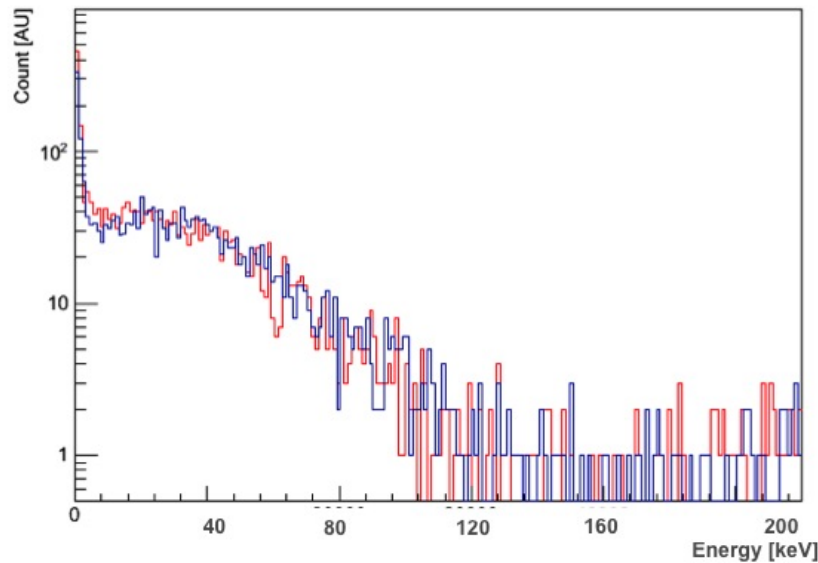


FIGURE 7.22 – *Superposition des deux spectres expérimentaux en énergie déposée dans le gaz avant (en rouge) et après (en bleu) l'ajout du sachet des vis sur la sphère.*

7.6 Conclusion sur la contamination

7.6.1 Bilan des contaminations

Différentes sources polluantes contribuent au bruit de fond du détecteur parmi les quelles nous avons identifié trois sources préalables : le dépôt du ^{210}Pb sur la surface interne de la cavité du détecteur et sur la canne, le radon de l'air du laboratoire et le blindage de plomb (plomb non archéologique). Grâce aux interventions mentionnées précédemment, nous avons réussi à diminuer sensiblement le taux des événements tant à basse énergie qu'à haute énergie.

Bilan sur les α

La figure 7.23 donne l'évolution du taux des α suite aux différentes interventions sur le détecteur.

Les mesures avec SEDINE juste après son installation au LSM ont révélé un taux de 180 mHz pour l'ensemble des alphas du ^{210}Po , ^{222}Rn , ^{218}Po et ^{214}Po avec des énergies respectives de 5.3 MeV , 5.5 MeV , 6 MeV et 7.7 MeV . Ce taux a été réduit à 65 mHz après la première intervention en janvier 2013. En octobre 2013 la seconde procédure a permis de diminuer le taux des α à 10 mHz . Une dernière intervention, celle du nettoyage de la canne, nous a permis de diminuer le taux des α à 4 mHz . Le résultat final de ces interventions est une diminution du taux des α d'un facteur 45 (de 180 à 4 mHz) [119].

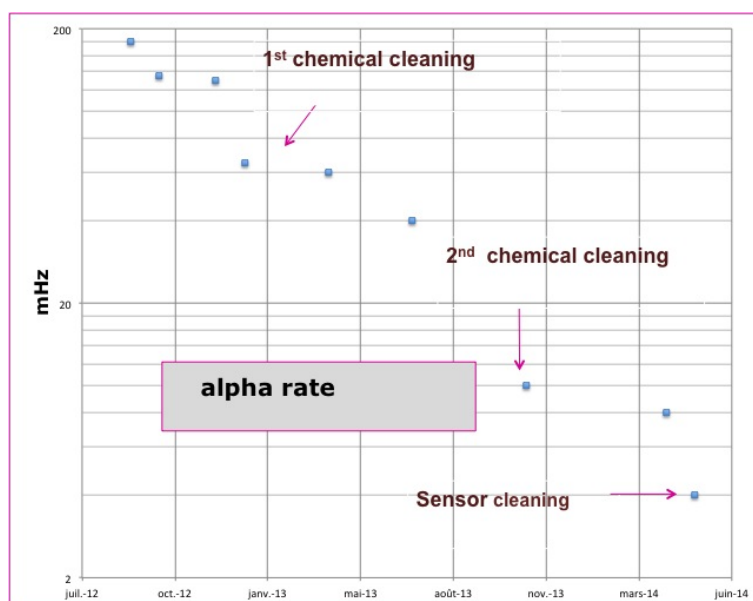


FIGURE 7.23 – Evolution temporelle du taux des α suite aux différentes interventions sur le détecteur.

Bilan sur les β / γ

L'évolution du taux des β / γ d'énergie inférieure à 200 keV est présentée sur la figure 7.24.

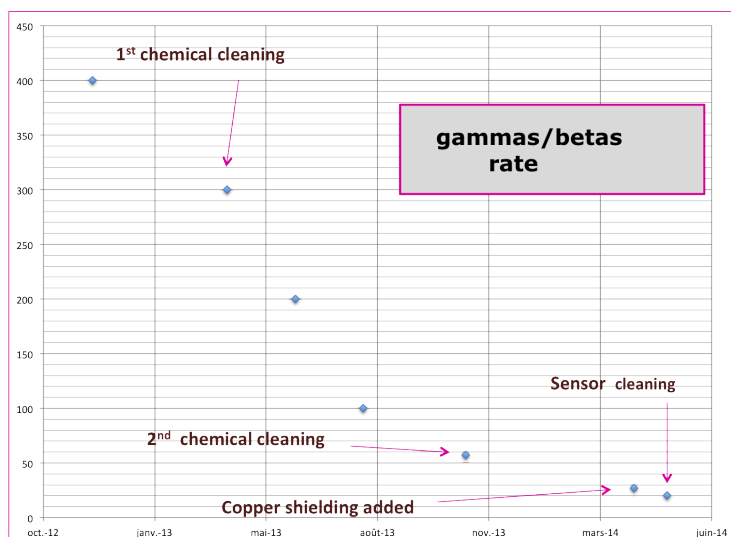


FIGURE 7.24 – Evolution temporelle du taux des β / γ suite aux différentes interventions sur le détecteur.

Les premières mesures ont montré un taux de β / γ à 400 mHz. La première procédure de nettoyage n'a réalisé qu'une baisse de 100 mHz pour passer de 400 à 300 mHz. Suite à la deuxième intervention le taux est passé de 300 à 57 mHz. L'ajout du blindage en cuivre (5 cm) a permis de gagner un facteur significatif sur le taux de β / γ , de 57 à 27 mHz. Enfin, le taux des β / γ a diminué de 27 à 20 mHz suite à la dernière

intervention de nettoyage de la canne.

Ces divers efforts ont permis de diminuer le bruit de fond du détecteur à basse énergie d'un facteur conséquent de 400 à 20 mHz [119].

7.6.2 Perspectives

Certaines hypothèses sur l'origine du bruit de fond ont déjà été vérifiées comme : le ^{14}C , le tube en « S » et les vis des fermetures du détecteur.

Bien que les nettoyages aient diminué sensiblement le bruit de fond, il est toutefois difficile de dire que toute trace de substances polluantes a été éliminée. C'est pourquoi nous envisageons d'explorer prochainement d'autres pistes :

- Nettoyage du blindage en cuivre (la couche la plus proche du détecteur) en utilisant un jet d'eau déminéralisé à très haute pression (105 - 200 bar) pour enlever une couche mince, dans le but d'éliminer toute trace de substances radioactives en surface
- Préparation et changement d'une nouvelle canne qui sera fabriquée avec du cuivre et nettoyée chimiquement avant son introduction dans le détecteur
- Nettoyage par une troisième attaque chimique de l'intérieur de la cavité sphérique du détecteur dans le cas où on n'observerait pas une décroissance du taux des α correspondant à la demi-vie du ^{210}Po .

L'effort déjà fait, et qui reste à faire, pour diminuer le bruit de fond de SEDNE a été utile, et sera nécessaire pour améliorer la sensibilité du détecteur aux événements rares à basse énergie.

8 Événements à basse énergie

Le but de l'expérience est la recherche de matière noire légère. La particule WIMP devrait interagir avec les noyaux du gaz pour donner des reculs ionisants.

Pour cette recherche le gaz porteur choisi, néon, est un compromis entre un gaz très léger avec reculs significatifs et un gaz lourd pour augmenter la masse de cible. Le mélange utilisé est $Ne + CH_4$ (0.7 %) à 3 bar. La proportion de quencher choisie nous offre la possibilité d'avoir un gain suffisant pour une tension appliquée à la bille très raisonnable. Nous pouvons envisager de faire fonctionner le détecteur à plus haute pression afin d'augmenter la masse de la cible.

L'interaction d'une particule WIMP avec le gaz devrait se traduire par des reculs de noyaux de faible énergie cinétique. Ces noyaux devraient donc déposer leur énergie par ionisation du gaz sous forme quasi ponctuelle (cf. paragraphe 10.1 chapitre III).

Afin de calibrer le détecteur pour sélectionner les événements à dépôt d'énergie ponctuel, une source de neutrons $^{241}Am-Be$ (20 $n/cm^2/s$) a été utilisée car l'énergie du noyau de recul est déposée sous forme ponctuelle. Cette calibration nous permet de justifier la méthode d'analyse pour sélectionner les événements ponctuels.

Nous allons décrire les différentes étapes d'analyse des données de la source. Les

figures 8.1 présentent respectivement, le temps de montée du signal en fonction de son énergie (figure 8.1-a), le temps de descente du signal en fonction de son énergie (figure 8.1-b), le spectre du bruit (figure 8.1-c) et le spectre en énergie (figure 8.1-d).

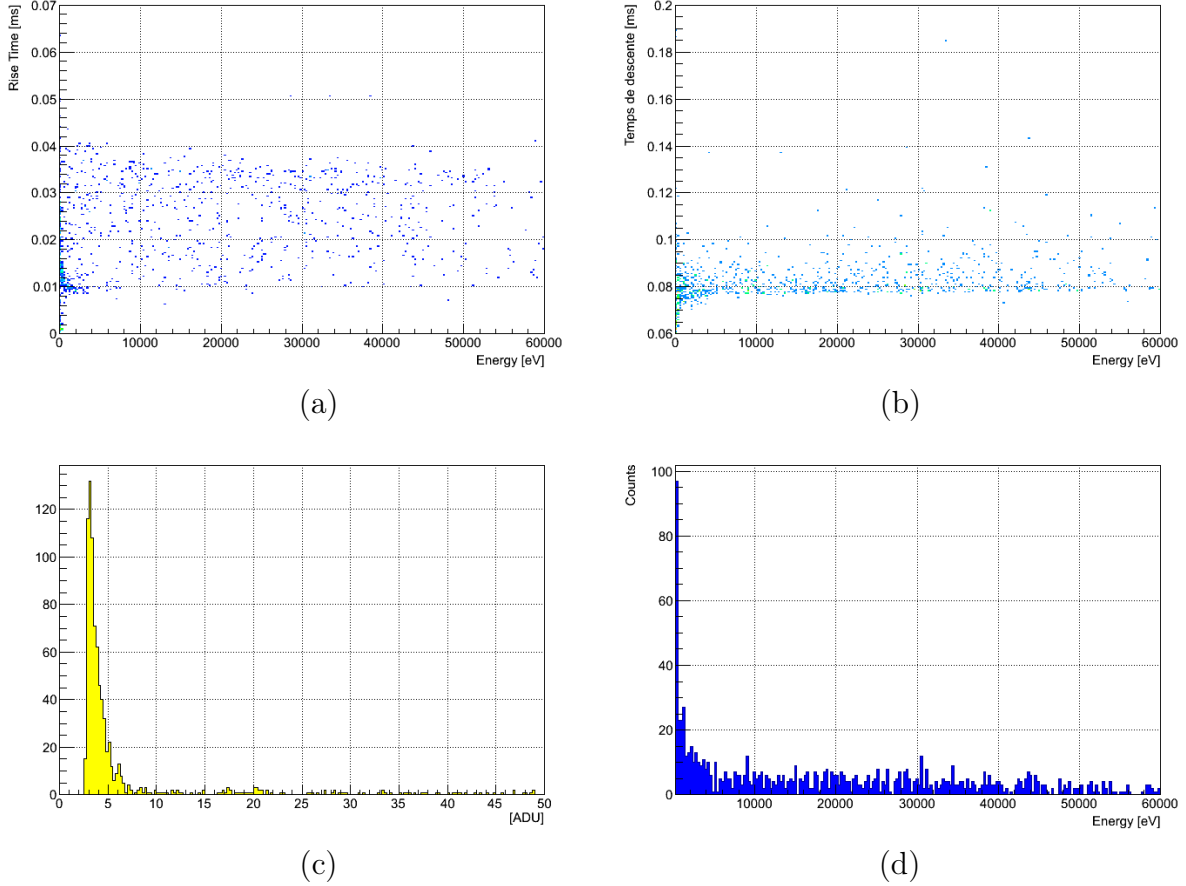


FIGURE 8.1 – Résultats des données de la source de neutrons.

- Sur la figure 8.1-a, on constate que la majorité des événements, attendus comme ponctuels, ont un temps de montée compris entre 0.01 (événement près de la bille) et 0.04 ms (événement périphérique). Les événements à grand temps de montée ($> 0.04 ms$) sont des traces (β).
- Sur la figure 8.1-b on constate que les événements ponctuels ont un temps de descente bien défini compris entre 0.075 et 0.083 ms , conforme au temps de relaxation (RC) du préamplificateur.
- Sur la figure 8.1-c est représenté le spectre du bruit, fluctuation de la ligne de base. Sa valeur moyenne est de 4 ADU soit 6 eV . Ce qui justifie notre seuil d'acquisition à 45 eV et nous permet d'éliminer des événements pathologiques ayant un bruit plus grand que 7 ADU .
- Sur la figure 8.1-d est représenté le spectre en énergie.

La figure 8.2 représente le nombre d'événements de la source pour des temps de montée compris entre 10 et $T \mu s$. On constate, d'une part que la quasi totalité (saturation de la courbe) des dépôts ponctuels ont un temps de montée maximum de 40 μs , d'autre part, la coupure sur le temps de montée à 30 μs n'introduit qu'une rejection raisonnable de moins de 25 %. Par la suite ce sont ces sélections qui seront appliquées pour discriminer les événements ponctuels.

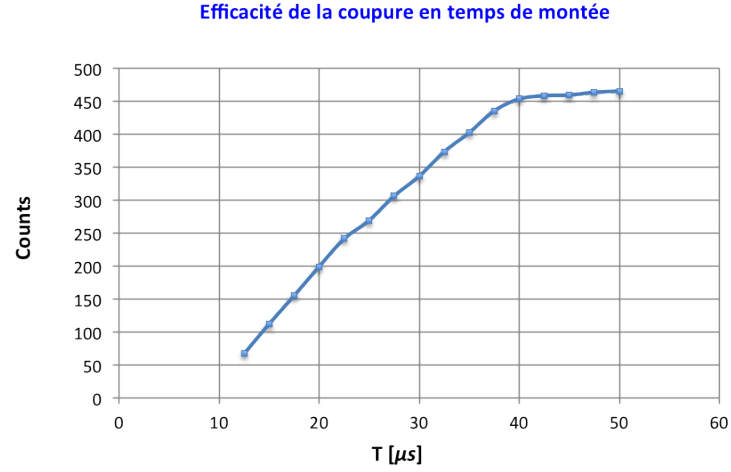


FIGURE 8.2 – Le nombre d'événements en fonction de T , la coupure supérieure sur le temps de montée.

A présent, nous pouvons décrire les résultats obtenus récemment lors d'une prise de données d'un mois, dans les mêmes conditions que celles du run de calibration.

D'abord, nous présentons les résultats bruts sans aucune réjection :

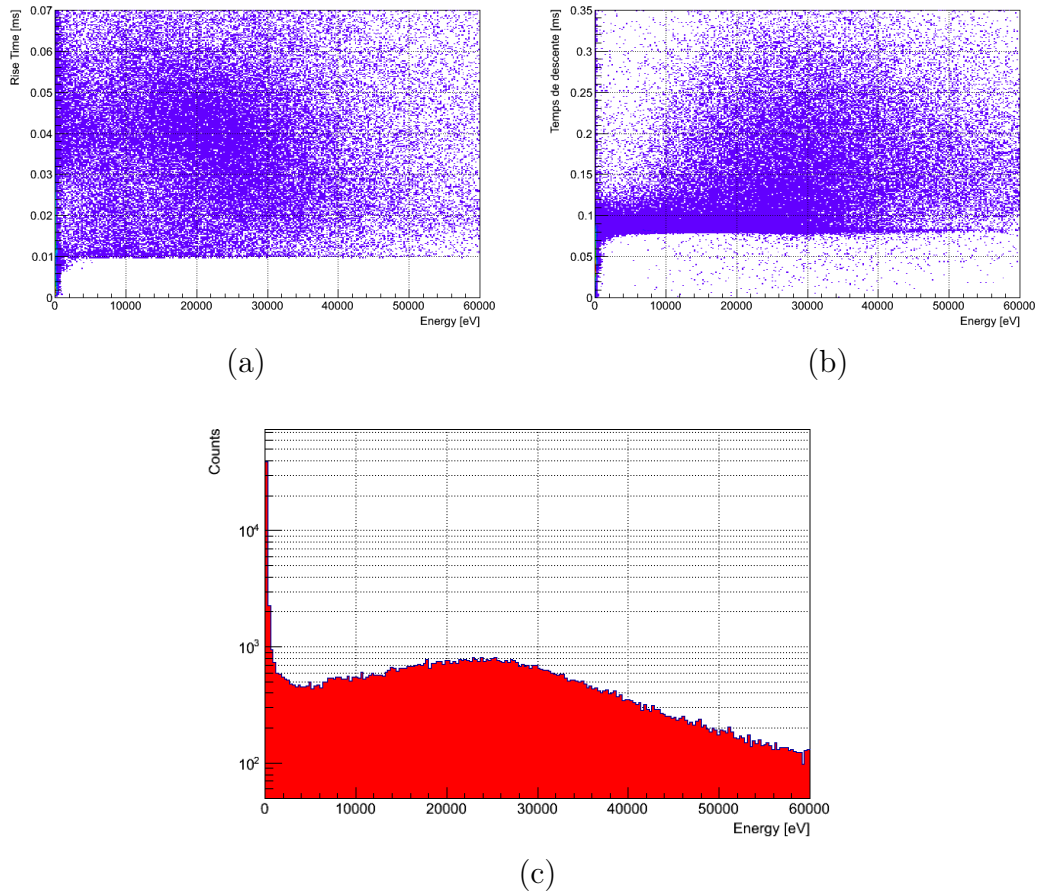


FIGURE 8.3 – Résultats bruts sans aucune rejection dans le mélange gazeux $Ne + CH_4$ (0.7 %) à 3 bar.

- Figure 8.3-a, temps de montée du signal en fonction de l'énergie : dans la région à très basse énergie avec des temps de montée inférieurs à 0.01 ms , signaux parasites ou artefacts. Entre 10 et 45 keV accumulation d'événements, traces de β .
- Figure 8.3-b, temps de descente du signal en fonction de l'énergie : accumulation attendue pour des dépôts d'énergie ponctuels autour d'un temps de descente de $80\text{ }\mu\text{s}$; temps de descente plus grand pour les β .
- Figure 8.3-c, spectre en énergie du type Landau pour les β .

Comme définies précédemment, nous appliquons les coupures sur le bruit et le temps de descente.

- Figure 8.4-a, temps de montée du signal en fonction de l'énergie : La plupart des événements correspondent à des dépôts d'énergie ponctuels. Dans la région à très basse énergie avec des temps de montée inférieurs à 0.01 ms , il subsiste 3.6 pour mille de signaux parasites zoomés sur la figure 8.4-b.
- Figure 8.4-c, spectre énergie : on voit apparaître la raie X de fluorescence du cuivre à 8.1 keV ; Figure 8.4-d, zoom à basse énergie.

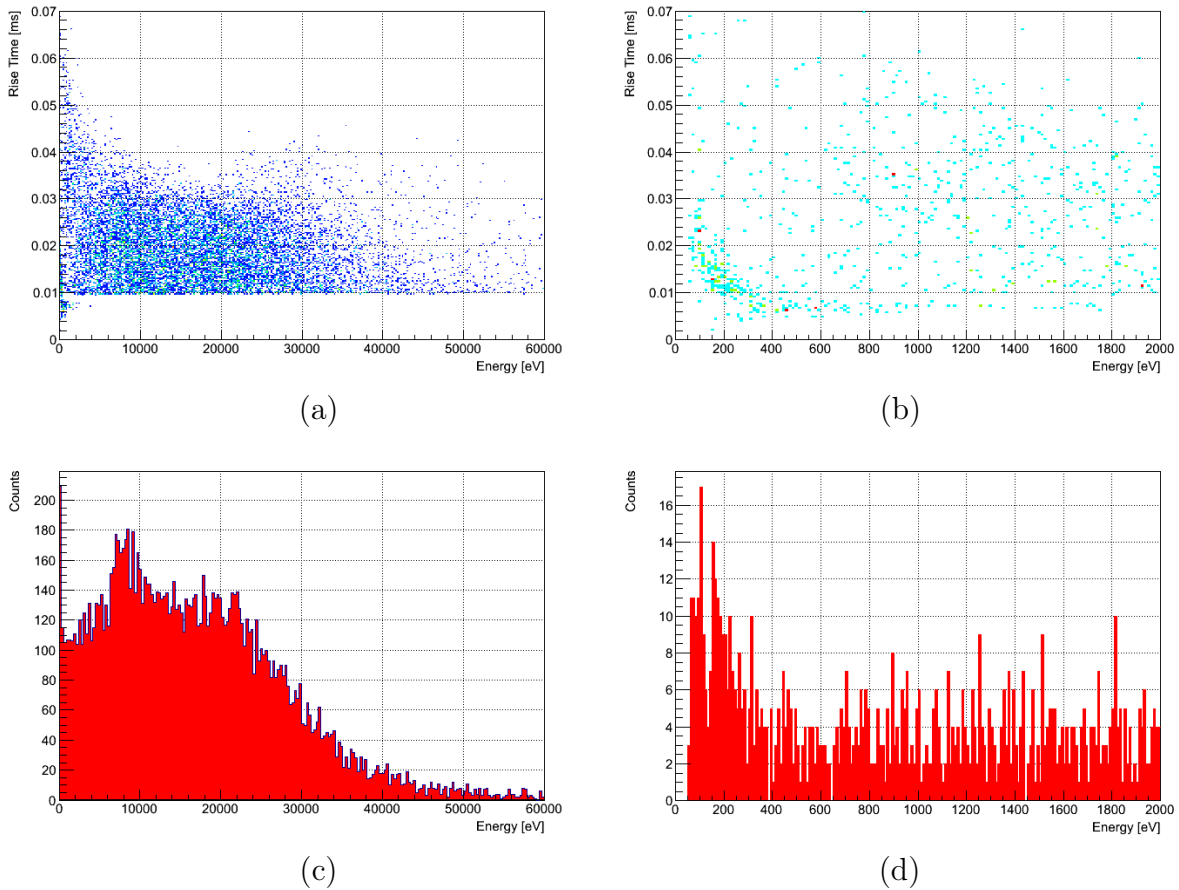
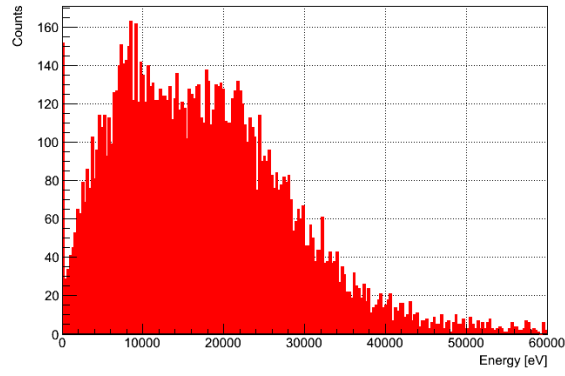


FIGURE 8.4 – Résultats après coupure sur le bruit et le temps de descente.

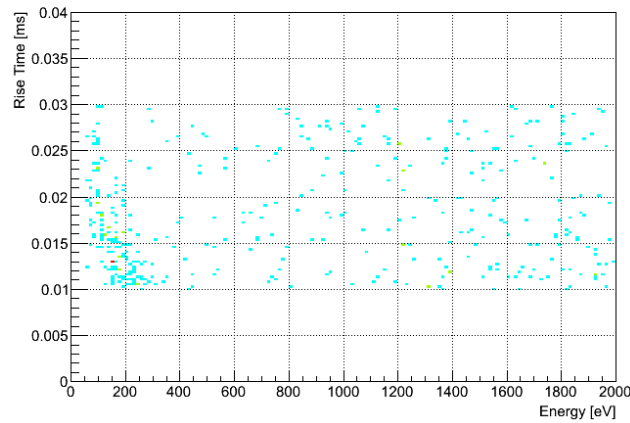
Enfin aux coupures précédentes nous ajoutons celle sur le temps de montée pour sélectionner les événements à dépôt d'énergie ponctuel dans le gaz (figure 8.5).



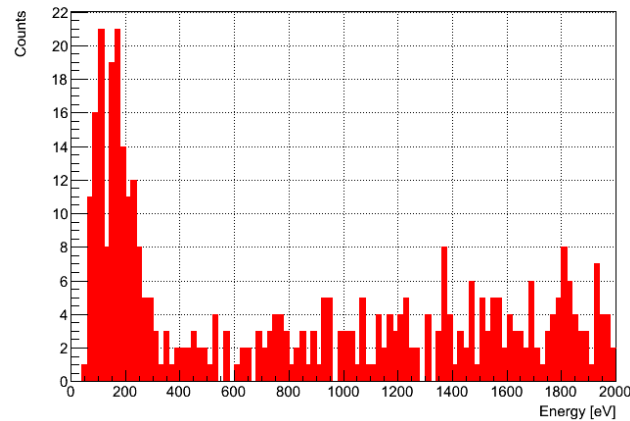
(c)

FIGURE 8.5 – *Spectre en énergie après coupure sur le bruit, le temps de descente et le temps de montée.*

Nous allons discuter des résultats dans la zone d'énergie inférieure à 2 *keV* (figure 8.6).



(a)



(b)

FIGURE 8.6 – *Zoom sur les résultats après coupure sur le bruit, le temps de descente et le temps de montée.*

Dans cette analyse on retrouve bien le seuil d'acquisition à 45 eV. L'excès d'événements aux énergies inférieures à 300 eV est à l'heure actuelle incompris. C'est pourquoi dans la suite nous nous limiterons aux énergies plus grandes que 300 eV.

Dans la gamme d'énergie entre 300 et 1300 eV le nombre d'événements estimé est de 18 événements/jour/keV/kg. En considérant ces événements comme du bruit de fond, on obtient la courbe d'exclusion des WIMPs présentée sur la figure 8.7.

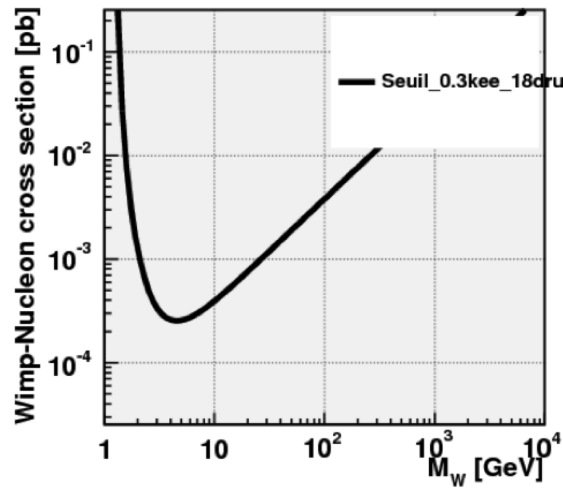


FIGURE 8.7 – Courbe d'exclusion des WIMPs à partir des données récentes de SEDINE.

Les résultats actuels sont compétitifs pour une masse de WIMPs inférieure à 3 GeV avec les autres expériences de recherche directe de matière noire (figure 8.8).

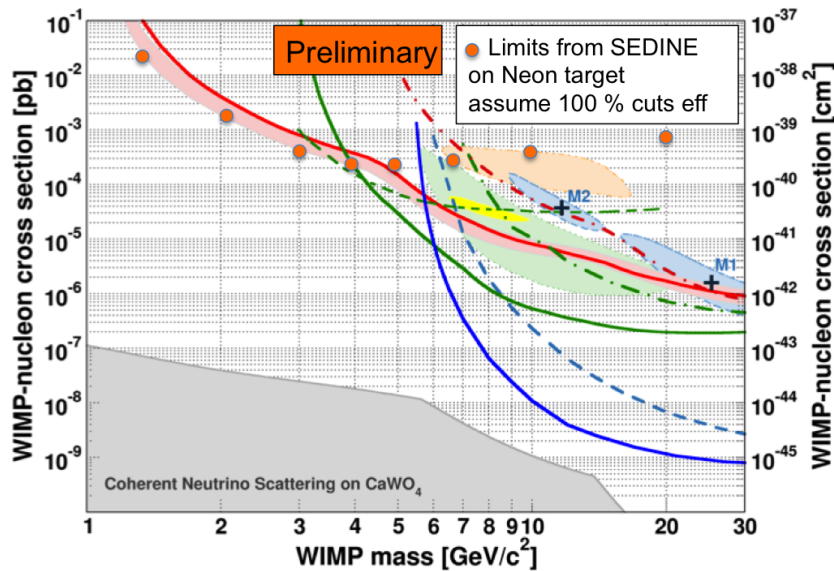


FIGURE 8.8 – Comparaison de la courbe d'exclusion des WIMPs, à partir des données récentes de SEDINE (points orange) [120], avec celles des autres expériences.

9 Conclusion

Après un long processus de mise en œuvre du détecteur SEDINE, les résultats confirment les deux points forts suivants : un seuil en énergie de 45 eV , jamais obtenu par ailleurs et une discrimination très efficace des événements à dépôt d'énergie ponctuel dans le gaz par coupure sur le temps de montée du signal.

Le niveau de bruit de fond dans le volume du gaz est d'autant plus encourageant que nous prévoyons de le réduire d'un à deux ordres de grandeur par modification du blindage.

L'excès d'événements à très basse énergie ($< 300\text{ eV}$) fera l'objet d'une étude approfondie comme dépendance en fonction de la pression du gaz ou du gain du détecteur.

Cinquième partie

Conclusion et Perspectives

Sommaire

1	Conclusion	177
2	Perspectives	178

1 Conclusion

Le SPC (Spherical Proportional Counter) est un nouveau concept de détecteur gazeux particulièrement simple par sa géométrie sphérique avec comme particularité d'avoir une seule voie de lecture. Il est composé d'une enceinte sphérique reliée à la masse et d'une électrode au centre (une petite bille) reliée à la haute tension. Le support de cette dernière perturbe l'homogénéité du champ électrique. Un disque placé en amont de la bille corrige cette perturbation.

Pour la recherche de matière noire légère, un détecteur, SEDINE, a été fabriqué et installé au Laboratoire Souterrain de Modane.

La sensibilité dans la détection d'événements rares étant à basse énergie, directement corrélée au niveau du bruit de fond du détecteur, la diminution du seuil en énergie ainsi que celle du bruit de fond ont été la problématique principale de cette thèse.

Différents efforts ont été menés pour atteindre ces objectifs.

Optimisation des paramètres de détection

- Une étude systématique a été développée pour optimiser les paramètres de détection. Elle a consisté d'une part en la préparation d'une base de données de différents mélanges gazeux à diverses pressions; d'autre part en la fabrication soignée du senseur, élément critique pour l'obtention d'une résolution en énergie optimale et pour la tenue aux étincelles, particulièrement à haute pression.
- SEDINE, comme tous les SPC, est un détecteur fonctionnant en mode scellé. De nombreuses interventions ont été nécessaires pour maîtriser son étanchéité. Nous avons gagné trois ordres de grandeur pour atteindre un taux de fuite de quelques 10^{-8} mbar/s, permettant de prendre des données pendant plusieurs mois avec une stabilité de gain tout à fait raisonnable de l'ordre du pour-cent.
- Sachant que les événements recherchés correspondent à des dépôts d'énergie très faible, la maîtrise du bruit électronique et celle du gain du détecteur ont permis de descendre efficacement le seuil de détection à 45 eV, jamais atteint par ailleurs. Pour que dans cette gamme d'énergie (inférieure au keV) la calibration soit sans ambiguïté, nous avons fabriqué au laboratoire une source radioactive gazeuse, ^{37}Ar , qui donne deux raies à 0.260 et 2.6 keV, détectées avec un bon rapport signal/bruit.
- Pour augmenter la sensibilité de détection de la matière noire, il convient d'augmenter la masse de la cible, donc la pression. Après de nombreux essais et à partir de l'étude déjà faite à Saclay, nous avons opté pour un mélange à base de néon et 0.7 % de méthane; le néon est un compromis entre un gaz très léger avec reculs significatifs et un gaz lourd pour augmenter la masse de cible. Ce mélange permet d'atteindre un gain suffisant et stable dans le temps pour des tensions appliquées qui sont raisonnables.

Amélioration du bruit de fond

- SEDINE a été construit avec des matériaux basse radioactivité, sélectionnés avec un bon degré de pureté radioactive.
- Le détecteur SEDINE est installé au Laboratoire Souterrain de Modane. Le milieu souterrain du LSM, qui protège le détecteur des rayons cosmiques conjugué à

l'ensemble du blindage qui arrête significativement les rayonnements ambiants, a réduit le bruit de fond de trois ordres de grandeur.

- La modification du blindage, les nettoyages de l'enceinte du détecteur et l'ajout d'une tente anti-radon ont permis de réduire significativement le bruit de fond, pour le taux des α d'un facteur 45 et pour le taux des β / γ , à basse énergie, d'un facteur 20.

2 Perspectives

La simulation effectuée pour estimer le bruit de fond résiduel montre que son origine est due en grand partie aux γ énergétiques (> 1 MeV) environnants qui pénètrent dans le blindage de SEDINE. Une étude est en cours afin d'ajouter une couche supplémentaire de plomb, d'au moins 5 cm, au blindage actuel.

D'autres pistes sont envisagées pour améliorer la sensibilité du détecteur, à savoir :

- Remplacer le senseur par un autre, fabriqué avec un degré de pureté radioactive supplémentaire.
- Modifier la configuration extérieure du détecteur en supprimant le tube en « S », donc la fenêtre de son passage, pour rendre le blindage davantage étanche.
- Augmenter la masse du gaz (faire fonctionner le détecteur à 10 bar, la pression prévue pour SEDINE).
- Estimer le bruit de fond par une simulation plus approfondie

Une fois ces pistes explorées, la limite d'exclusion des WIMPs légers devrait être sensiblement améliorée.

A long terme, une collaboration est en cours de formation avec le Canada et différents laboratoires européens dans le but de construire un détecteur de 2 mètres de diamètre pour la détection des particules de matière noire légère avec une sensibilité accrue.

Sixième partie

Annexes

Rapporte de conférence TIPP 2014 :

Background optimization for a new spherical gas detector for very light WIMP detection

Background optimization for a new spherical gas detector for very light WIMP detection

Ali Dastgheibi-Fard^{*a}, I. Giomataris^b, G. Gerbier^b, J. Derré^b, M. Gros^b, P. Magnier^b, D. Jourde^b, E. Bougamont^b, X-F. Navick^b, T. Papaevangelou^b, J. Galan^b, G. Tsileidakis^b, F. Piquemal^c, M. Zampaolo^c, P. Loaiza^c, I. Savvidis^d. Saclay and LSM teams of - New Experiments With Sphere - network

^aLSM, Carré Sciences, 73500 Modane and CEA Saclay - IRFU/SEDI - 91191 Gif s Yvette

^bCEA Saclay - IRFU/SEDI - 91191 Gif s Yvette

^cLSM, Carré Sciences, 73500 Modane

^dAristotle University of Thessaloniki, Greece

E-mail: ali.dastgheibi-fard@lsm.in2p3.fr

The Spherical gaseous detector (or Spherical Proportional Counter, SPC) is a novel type of particle detector, with a broad range of applications. Its main features include a very low energy threshold independent of the volume (due to its very low capacitance), a good energy resolution, robustness and a single detection readout channel, in its simplest version. Applications range from radon emanation gas monitoring, neutron flux and gamma counting and spectroscopy to dark matter searches, in particular low mass WIMP's and coherent neutrino scattering measurement. Laboratories interested in these various applications share expertise within the NEWS (New Experiments With Sphere) network. SEDINE, a low background prototype installed at underground site of Laboratoire Souterrain de Modane is currently being operated and aims at measuring events at very low energy threshold, around 100 eV. We will present the energy calibration with ^{37}Ar , the surface background reduction, the measurement of detector background at sub-keV energies, and show anticipated sensitivities for light dark matter search.

*Technology and Instrumentation in Particle Physics 2014,
2-6 June, 2014
Amsterdam, the Netherlands*

^{*}Speaker.

Introduction

There is an increasing interest for low-background, low-energy threshold detectors to identify the dark matter in our universe and to study low-energy neutrino physics. The question of dark matter has indeed become essential to particle physics [1]. The search for WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) dark matter is under intense development and relies on the detection of low energy recoils (keV scale) produced by the elastic interaction of WIMPs with the nucleus of the detector. Increasing the sensitivity level requires detector scalable in target mass to 1 ton whilst maintaining the ability to reject backgrounds. The development of such detectors remains a daunting challenge for nowadays and future low-background experiments. As for the light WIMP's (< 10 GeV), the nuclear recoil energy ($\sim < \text{keV}$) becomes extremely small, leading to a signal below threshold for most conventional solid or liquid state detectors. The challenge is to achieve a very low energy threshold, typically around 100 eV or below.

Some new experimental ideas have come to maturity. Among them is the innovative Spherical Proportional Counter (SPC), a gaseous detector, initially proposed by I. Giomataris [3], which will allow to explore a new region of dark matter particles of very low mass.

Radioactive background studies about the effect of the shield and radioactive contributions from used materials are necessary to understand and optimize the detection parameters. The low energy calibration and the reduction of the internal contamination of the inner surface of the detector and its effect on the detector background will be described below.

Detector description

The detector consists of a large copper sphere (from 0.6 m to 1.3 m in diameter) and a small ball or sensor (from 3 mm to 16 mm in diameter) located at the center of the vessel,

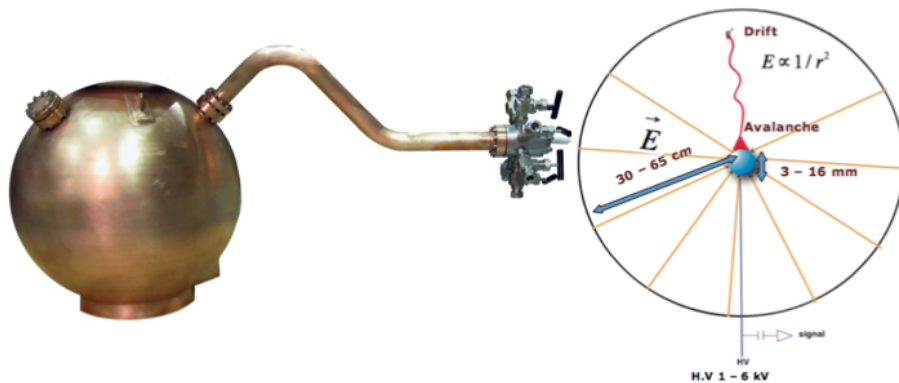


FIGURE 0.1 – Left, 60 cm spherical detector and its tube for its operation from outside of shielding; right principle of operation of spherical gas detector

thus forming a proportional counter. The ball is maintained at the center of the

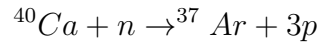
sphere by a metallic rod and is set at high voltage. The electric field varies in $1/r^2$ and is highly inhomogeneous along the radius, allowing electrons to drift to the central sensor in low field regions constituting most of the volume, while they trigger an avalanche within few mm around the sensor.

To homogenize the field inside the vessel, in some designs of the sensor, there is a second electrode along the rod at an optimized distance from the ball. The detector is operated in a sealed mode : the spherical vessel is first pumped out and then filled with an appropriate gas at a pressure of a few mbar up to 5 bar. The figure 0.1 shows the detector and its operating principles. Detailed description of the detector, its operation and its performance can be found in the references [4, 5].

We can enumerate some advantages of the spherical detector such as : a) Low capacitance < 1 pF ; b) Low energy threshold (< 1 keV) ; c) Good energy resolution ; d) A single measurement channel for a large volume ; e) Flexibility : gas, pressure and f) Robustness, simpleness and low price.

Low energy threshold

Our main concern for low energy calibration with a radioactive source was to perform a volume calibration with a short life time isotope. ^{37}Ar was selected as an isotope fulfilling the requirements. It is a gas, then filling the spherical volume and allowing to measure the homogeneity of response of the detector. It decays through electron capture with $t_{1/2} = 35$ day, giving ^{37}Cl which itself emits rearrangement single X rays $X_{k\alpha 1}$ of 2.6 keV and $X_{L\beta 3}$ of 260 eV. It has the additional advantage that a weak source (few Hz) can be produced within our laboratory by irradiating ^{40}Ca powder to a strong neutron source, by the reaction :



The ^{37}Ar source was successfully tested for the first time with a spherical proportional counter at Saclay. The figure 0.3 shows the calibration

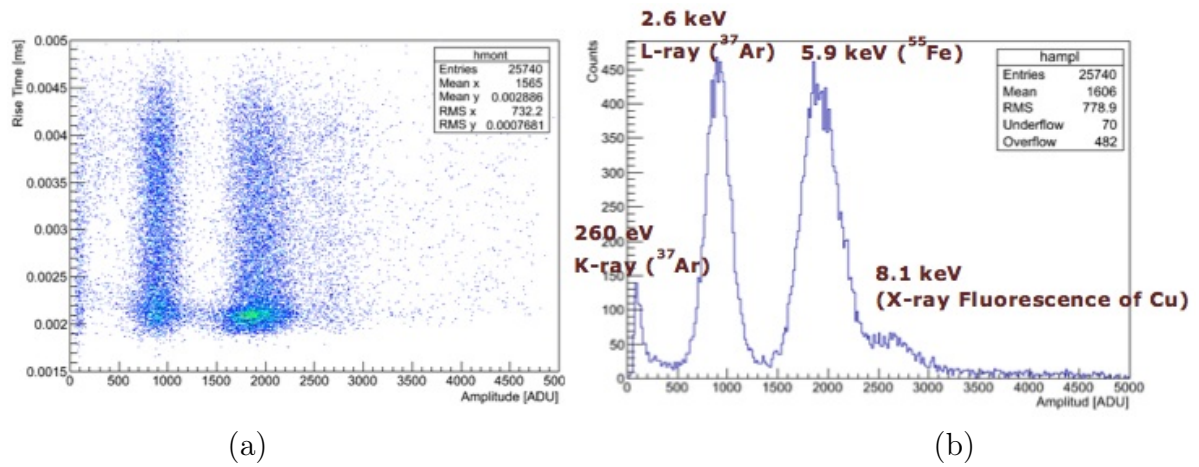


FIGURE 0.2 – Low energy calibration at 50 mbar $\text{Ar} + \text{CH}_4$ (2%) (a) rise time versus amplitude ; (b) energy spectrum.

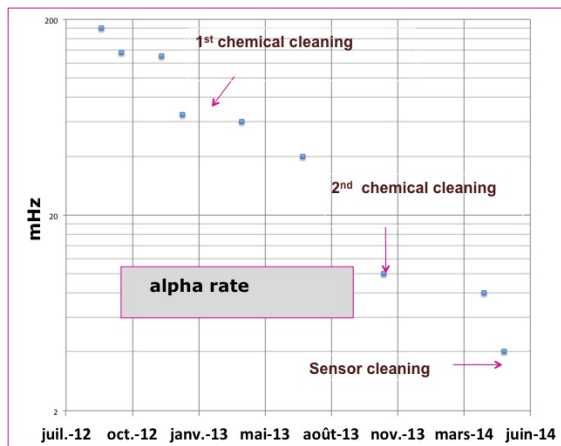
of the spherical detector with ^{37}Ar , together with ^{55}Fe and X-ray fluorescence of

the copper which is excited by ambient radioactivity. The symmetric 2.6 keV peak (fig 2b) shows indeed a good homogeneity of response of the detector. The pulse rise time, determined by the longitudinal diffusion of the ionization electron along their path is related to the radius of the energy deposition. The rise time vs amplitude distribution (fig 2a) shows indeed the fiducialisation capability of the detector.

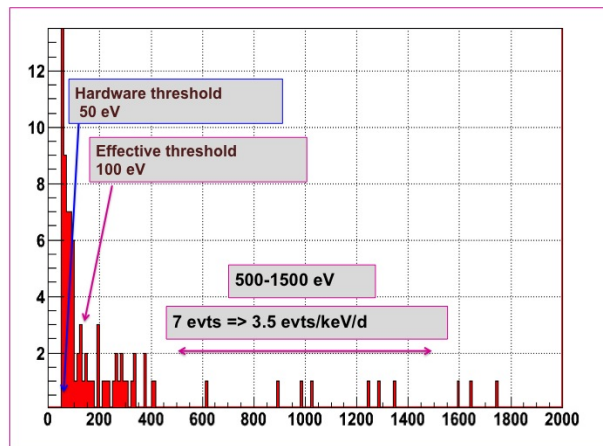
Reduction of inner surface contamination

SEDINE, a low activity 60 cm diameter prototype located at Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), is dedicated to background studies in view of search for light dark matter at very low energy. In particular, due to the contamination of the inner surface of the detector by ^{210}Pb and ^{210}Po , the background reduction has been one of the main objectives since beginning of operation. Thanks to three different chemical cleanings, we have been able to reduce the alpha rate from surface contamination by a factor of ≈ 100 (fig 3a). For the first cleaning, we filled the half of the detector spherical volume with a nitric acid solution at concentration above 17 %, then turning 180°, we cleaned the other half. Concerning the second cleaning, we sprayed the internal and external surface of the detector spherical volume with a nitric acid solution at concentration above 30 %. For the third cleaning, we used the drop by drop feeding method (of the same solution as the previous cleaning) because of the sensor sensitivity. After each cleaning with the nitric acid solutions, we used purified water to wash and hot nitrogen to dry the already cleaned parts

This allowed to obtain a background of a few events per keV.day at a threshold of around 500 eV (fig 3b).



(a)



(b)

FIGURE 0.3 – (a) Reduction of the α rate after the different chemical cleanings (c) energy spectrum at very low energy with $\text{Ne}+\text{CH}_4$ (2%).

Prospect

One of the next goals within NEWS network is to build a large detector operating with kg size target mass, with low mass nuclei and 100 eV threshold. The performed progress on background rejection and achieved level of radioactivity leads to anticipate competitive sensitivities for spin independent coupling WIMP's of masses below 8 GeV, using He and Ne nuclei as targets. More details on WIMP search and other applications can be found in [6].

Acknowledgements

We wish to thank for their help the different NEWS network teams at Saclay, at Laboratoire Sourterrain de Modane and at Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules. The low activity prototype operated in LSM has been partially funded by the European Commission astroparticle program ILIAS (Contract R113-CT-2004-506222).

Références

- [1] I. Giomataris *et al.*, *Neutrino properties studied with a triton source and a large spherical TPC*, *Nucl. Instrum. Meth A* **530** (2004) 330-358.
- [2] I. Savvidis *et al.*, *Underground low flux neutron background measurements in LSM using a large volume (1m³) spherical proportional counter*, *Journal of Physics : Conf. Series*. Vol **203**. No 1. IOP Publishing, (2010).
- [3] I. Giomataris *et al.*, *A novel large-volume spherical detector with proportional amplification read-out*, *JINST* **3** :P09007,(2008).
- [4] S. Aune *et al.*, *NOSTOS : a spherical TPC to detect low energy neutrinos*, *AIP Conf. Proc.* **785** 110-118 (2005).
- [5] I. Giomataris *et al.*, *NOSTOS experiment and new trends in rare event detection*, *Nucl. phys. Proc. Suppl.* **150** 208-213 (2006).
- [6] G. Gerbier *et al.*, *NEWS : a new spherical gaz detector for very light WIMP detection* [arXiv :1401.7902 (2014)].

Références

- [1] F. Zwicky, “Spectral displacement of extra galactic nebulae,” *Helv. Phys. Acta*, vol. 6, no. 110-127, p. 15, 1933.
- [2] S. Pires, *Application des méthodes multi-échelles aux effets de lentille gravitationnelles faibles : reconstruction et analyse des cartes de matière noire*. PhD thesis, Paris 11, 2008.
- [3] P. Tisserand, *Recherches d’astres sombres massifs du halo galactique par la technique des microlentilles gravitationnelles avec les caméras d’EROS-2*. PhD thesis, Université Nice Sophia Antipolis, 2004.
- [4] R. B. Metcalf and J. Silk, “New constraints on macroscopic compact objects as dark matter candidates from gravitational lensing of type ia supernovae,” *Physical review letters*, vol. 98, no. 7, p. 071302, 2007.
- [5] K. Freese, B. Fields, and D. Graff, “Limits on stellar objects as the dark matter of our halo : nonbaryonic dark matter seems to be required,” *arXiv preprint astro-ph/9904401*, 1999.
- [6] R. Klessen and A. Burkert, “Constraints on massive black holes as dark matter candidates using galactic globular clusters,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 280, no. 3, pp. 735–748, 1996.
- [7] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, K. Inoue, K. Ishihara, H. Ishino, Y. Itow, T. Kajita, J. Kameda, S. Kasuga, *et al.*, “Measurement of the solar neutrino energy spectrum using neutrino-electron scattering,” *Physical Review Letters*, vol. 82, no. 12, p. 2430, 1999.
- [8] D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, M. Nolta, C. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, *et al.*, “First-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : determination of cosmological parameters,” *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 148, no. 1, p. 175, 2003.
- [9] M. Arik, S. Aune, K. Barth, A. Belov, S. Borghi, H. Brauning, G. Cantatore, J. Carmona, S. Cetin, J. Collar, *et al.*, “Cast solar axion search with ^3He buffer gas : Closing the hot dark matter gap,” *arXiv preprint arXiv :1307.1985*, 2013.
- [10] S. Fiorucci, *Acquisition et analyse des données pour l’expérience de recherche de matière noire EDELWEISS*. PhD thesis, Paris 11, 2005.
- [11] O. Buchmueller, R. Cavanaugh, A. d. Roeck, M. Dolan, J. Ellis, H. Flücher, S. Heinemeyer, G. Isidori, J. Marrouche, D. Martínez Santos, *et al.*, “Higgs and supersymmetry,” *European Physical Journal C-Particles and Fields*, vol. 72, no. 6, p. 1, 2012.
- [12] K. M. Zurek, “Asymmetric dark matter : Theories, signatures, and constraints,” *Physics Reports*, vol. 537, no. 3, pp. 91–121, 2014.
- [13] N. Arkani-Hamed, D. P. Finkbeiner, T. R. Slatyer, and N. Weiner, “A theory of dark matter,” *Physical Review D*, vol. 79, no. 1, p. 015014, 2009.
- [14] A. Dedes, I. Giomataris, K. Suxho, and J. Vergados, “Searching for secluded dark matter via direct detection of recoiling nuclei as well as low energy electrons,” *Nuclear physics B*, vol. 826, no. 1, pp. 148–173, 2010.
- [15] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, and Č. Zupančič, “The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 62, no. 3, p. 262–268, 1968.

- [16] A. Oed, “Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 263, no. 2, pp. 351–359, 1988.
- [17] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. Robert, and G. Charpak, “MICROMEAS : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 376, pp. 29–35, June 1996.
- [18] F. Sauli, “Gem : A new concept for electron amplification in gas detectors,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 386, no. 2, pp. 531–534, 1997.
- [19] G. Barouch, *Analyse des phénomènes physiques liés au fonctionnement du détecteur gazeux à micropiste MICROMEAS*. PhD thesis, Université Paris Sud, 2001.
- [20] S. Biagi, “A multiterm boltzmann analysis of drift velocity, diffusion, gain and magnetic-field effects in argon-methane-water-vapour mixtures,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 283, no. 3, p. 716–722, 1989.
- [21] G. Charpak and F. Sauli, “High-resolution electronic particle detectors,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 34, no. 1, p. 285–350, 1984.
- [22] S. Oh, D. Wesson, J. Cooke, A. Goshaw, W. Robertson, and W. Walker, “Design and performance of a straw tube drift chamber,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 303, no. 2, p. 277–284, 1991.
- [23] J. Pancin, “Détection de neutrons avec un détecteur de type micromegas : de la physique nucléaire à l’imagerie.” Presented 01 Jun 2004.
- [24] F. Kunn, P. Abbon, J. Ball, Y. Bedfer, C. Bernet, E. Delagnes, A. Giganon, J.-M. Le Goff, A. Magnon, D. Neyret, *et al.*, “The gaseous microstrip detector micromegas for the compass experiment at cern,” *Nuclear Physics A*, vol. 721, pp. C1087–C1090, 2003.
- [25] P. Abbon, S. Andriamonje, S. Aune, T. Dafni, M. Davenport, E. Delagnes, R. de Oliveira, G. Fanourakis, E. F. Ribas, J. Franz, *et al.*, “The micromegas detector of the cast experiment,” *New Journal of Physics*, vol. 9, no. 6, p. 170, 2007.
- [26] I. Giomataris, R. De Oliveira, S. Andriamonje, S. Aune, G. Charpak, P. Colas, G. Fanourakis, E. Ferrer, A. Giganon, P. Rebourgeard, *et al.*, “Micromegas in a bulk,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 560, no. 2, pp. 405–408, 2006.
- [27] C. Charles, Gabriel, *Development of Micromegas detectors for the CLAS12 experiment at Jefferson Laboratory*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, Sept. 2013.
- [28] E. Ferrer-Ribas, *Contribution to the search of solar axions with Micromegas detectors*. PhD thesis, Université Paris Sud, 2014.

- [29] M. Dixit and A. Rankin, “Simulating the charge dispersion phenomena in micro pattern gas detectors with a resistive anode,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 566, no. 2, pp. 281–285, 2006.
- [30] M. Chefdeville, *Developement of Micromegas-like gaseous detectors using pixel readout chip as collecting anode*. PhD thesis, Université Paris Sud, 2019.
- [31] I. Giomataris, “Development and prospects of the new gaseous detector micromegas,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 419, no. 2, pp. 239–250, 1998.
- [32] J. Derre, Y. Giomataris, H. Zacccone, A. Bay, J.-P. Perroud, and F. Ronga, “Spatial resolution in micromegas detectors,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 459, no. 3, pp. 523–531, 2001.
- [33] J. Derré and I. Giomataris, “Recent experimental results with micromegas,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 477, no. 1, pp. 23–28, 2002.
- [34] A. Bay, J.-P. Perroud, F. Ronga, J. Derré, Y. Giomataris, A. Delbart, and Y. Papadopoulos, “Study of sparking in micromegas chambers,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 488, no. 1, pp. 162–174, 2002.
- [35] D. Thers, P. Abbon, J. Ball, Y. Bedfer, C. Bernet, C. Carasco, E. Delagnes, D. Durand, J.-C. Faivre, H. Fonvieille, *et al.*, “Micromegas as a large microstrip detector for the compass experiment,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 469, no. 2, pp. 133–146, 2001.
- [36] J. Galán, D. Attié, E. Ferrer-Ribas, A. Giganon, I. Giomataris, S. Herlant, F. Jeanneau, A. Peyaud, P. Schune, T. Alexopoulos, *et al.*, “An ageing study of resistive micromegas for the hl-lhc environment,” *Journal of Instrumentation*, vol. 8, no. 04, p. P04028, 2013.
- [37] J. Manjarrés, T. Alexopoulos, D. Attié, M. Boyer, J. Derré, G. Fanourakis, E. Ferrer-Ribas, J. Galán, E. Gazis, T. Geralis, *et al.*, “Performances of anode-resistive micromegas for hl-lhc,” *Journal of Instrumentation*, vol. 7, no. 03, p. C03040, 2012.
- [38] J. Derre, Y. Giomataris, P. Rebougeard, H. Zacccone, J.-P. Perroud, and G. Charpak, “Fast signals and single electron detection with a micromegas photodetector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 449, no. 1, pp. 314–321, 2000.
- [39] M. Houry, E. Delagnes, D. Riz, B. Canaud, L. Disdier, F. Garaude, Y. Giomataris, V. Y. Glebov, P. Legou, P. Rebougeard, *et al.*, “Demin : A neutron spectrometer, micromegas-type, for inertial confinement fusion experiments,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 557, no. 2, pp. 648–656, 2006.
- [40] S. Cebrián, T. Dafni, E. Ferrer-Ribas, J. Galán, J. García, I. Giomataris, H. Gómez, D. Herrera, F. Iguaz, I. Irastorza, *et al.*, “Micromegas readouts for double

- beta decay searches,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2010, no. 10, p. 010, 2010.
- [41] S. Cebrián, T. Dafni, E. Ferrer-Ribas, J. Galán, I. Giomataris, H. Gómez, F. Iguez, I. Irastorza, G. Luzón, R. De Oliveira, *et al.*, “Radiopurity of micromegas readout planes,” *Astroparticle Physics*, vol. 34, no. 6, pp. 354–359, 2011.
 - [42] P. Colas, I. Giomataris, and V. Lepeltier, “Ion backflow in the micromegas tpc for the future linear collider,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 535, no. 1, pp. 226–230, 2004.
 - [43] R. Bouclier, M. Capeans, W. Dominik, M. Hoch, J. Labbe, G. Million, L. Ropelewski, F. Sauli, and A. Sharma, “The gas electron multiplier (GEM),” *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 44, no. 3, p. 646–650, 1997.
 - [44] R. Bouclier, M. Capeans, C. Garabatos, G. Manzin, G. Million, L. Ropelewski, F. Sauli, T. Temmel, L. Shekhtman, V. Nagaslaev, Y. Pestov, and A. Kuleshov, “On some factors affecting discharge conditions in micro-strip gas chambers,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 365, no. 1, pp. 65 – 69, 1995.
 - [45] F. Janneau, “La saga micromegas. presentation at the asssemblée générale de l’irfu 2013.”
 - [46] D. R. Nygren and J. N. Marx, “The time projection chamber,” *Physics Today*, vol. 31, no. 10, pp. 46–53, 1978.
 - [47] “Medipix2, cern website : <https://medipix.web.cern.ch/medipix/pages/medipix2/medipix2.php>.”
 - [48] D. Attie, “MICROMEAS. presentaion at the CPPM,” 2008.
 - [49] N. Abgrall, B. Andrieu, P. Baron, P. Bene, V. Berardi, J. Beucher, P. Birney, F. Blaszczyk, A. Blondel, C. Bojecho, *et al.*, “Time projection chambers for the t2k near detectors,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 637, no. 1, pp. 25–46, 2011.
 - [50] F. Iguez, D. Attié, D. Calvet, P. Colas, F. Druillole, E. Ferrer-Ribas, I. Giomataris, J. Mols, J. Pancin, T. Papaevangelou, *et al.*, “Micromegas detector developments for dark matter directional detection with mimac,” *Journal of Instrumentation*, vol. 6, no. 07, p. P07002, 2011.
 - [51] P. Brown, G. Geschonke, H. Henke, and I. Wilson, “Status of the LEP accelerating structure,” in *Particle Accelerator Conference, 1989. Accelerator Science and Technology., Proceedings of the 1989 IEEE*, p. 1128–1130, IEEE, 1989.
 - [52] I. Giomataris, I. Irastorza, I. Savvidis, S. Andriamonje, S. Aune, M. Chapellier, P. Charvin, P. Colas, J. Derre, E. Ferrer, M. Gros, X. F. Navick, P. Salin, and J. D. Vergados, “A novel large-volume spherical detector with proportional amplification read-out,” *Journal of Instrumentation*, vol. 3, p. P09007, Sept. 2008.
 - [53] “Laboratoire souterrain de modane; website : <http://www-lsm.in2p3.fr/actualites/actualitesdine.htm>.”
 - [54] I. Giomataris, “Retour de la sphère à neutrons au LSM : Laboratoire souterrain de modane website <http://www.lsm.in2p3.fr/Actualites/Actualites%20janvier%202009.htm>,” Jan. 2009.

- [55] J. Vergados and Y. Changgen, “Recent developments in neutrino physics—institute of high energy physics — [http ://english.ihep.cas.cn/prs/ue/201210/t20121010_91804.html](http://english.ihep.cas.cn/prs/ue/201210/t20121010_91804.html),” Oct. 2012.
- [56] “School of physics [http ://www.auth.gr/en/physics](http://www.auth.gr/en/physics).”
- [57] F. J. Iguaz, “Status of spherical TPC at the university of zaragoza_ [https ://espace.cern.ch/news-share/NEWS](https://espace.cern.ch/news-share/NEWS) meetings AND [http ://gifna.unizar.es/trex/](http://gifna.unizar.es/trex/),” Dec. 2012.
- [58] Y. Giomataris and J. Vergados, “A network of neutral current spherical tpcs for dedicated supernova detection,” *Physics Letters B*, vol. 634, no. 1, pp. 23–29, 2006.
- [59] F. M. Penning, “Über ionisation durch metastabile atome,” *Naturwissenschaften*, vol. 15, pp. 818–818, Oct. 1927.
- [60] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-To Approach*, vol. 1. Springer, Feb. 1994.
- [61] P. D. Group *et al.*, *Particle physics booklet*. in the Americas, Australasia, or the Far East, write to : Particle Data Group, Lawrence Berkeley National Laboratory, 2004.
- [62] W. Blum, W. Riegler, and L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer, Dec. 2008.
- [63] F. Sauli, “Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers,” (Geneva), p. 92 p, CERN, 1977. CERN, Geneva, 1975 - 1976.
- [64] D. Attié, *Détermination de la réponse instrumentation du spectromètre INTEGRAL/SPI et application à l'observation des raies gamma de la région des Voiles*. PhD thesis, Université Paris VI, 2005.
- [65] J. Derré, “Private communication :pulse shape in the SPC detector.”
- [66] C. Multiphysics, “Comsol,” *Inc., Burlington, MA, [www. comsol. com](http://www.comsol.com)*, 1994.
- [67] L. G. H. Huxley and R. W. Crompton, *The diffusion and drift of electrons in gases*. Wiley, 1974.
- [68] G. Schultz, *Etude d’un détecteur de particules à très haute précision spatiale (chambre à drift). Analyse des phénomènes physiques liés au fonctionnement de ce détecteur*. PhD thesis, Louis Pasteur U., Strasbourg I, Geneva, 1976. Presented on 8 Jul 1976.
- [69] S. Biagi, “Monte carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 421, no. 1, pp. 234–240, 1999.
- [70] T. Ferbel, *Experimental Techniques in High-energy Nuclear and Particle Physics*. World Scientific, 1991.
- [71] L. B. Loeb, *Basic Processes of Gaseous Electronics*. U.S.A : University of California Press, 1955.
- [72] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. New York : John Wiley & Sons, 1989.
- [73] H. Genz, “Single electron detection in proportional gas counters,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 112, no. 1–2, pp. 83 – 90, 1973.

- [74] G. D. Alkhazov, "Statistics of electron avalanches and ultimate resolution of proportional counters," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 89, no. 0, pp. 155 – 165, 1970.
- [75] J. Byrne, "Statistics of the electron-multiplication process in proportional counters," *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh. Section A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 66, no. 01, p. 33–41, 1962.
- [76] A. H. Cookson and T. J. Lewis, "Variations in the townsend first ionization coefficient for gases," *British Journal of Applied Physics*, vol. 17, no. 11, p. 1473, 1966.
- [77] P. Fonte, R. Ferreira-Marques, V. Peskov, and A. Policarpo, "Single-electron pulse-height spectra in thin-gap parallel-plate chambers," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 433, no. 1–2, pp. 513 – 517, 1999.
- [78] J. Schmitz, *The Microstrip Gas Counter and Its Application in the ATLAS Inner Tracker*. PhD thesis, Aug. 1994.
- [79] M. Chefdeville, H. v. d. Graaf, F. Hartjes, J. Timmermans, J. Visschers, V. M. B. Carballo, C. Salm, J. Schmitz, S. Smits, P. Colas, and I. Giomataris, "Pulse height fluctuations of integrated micromegas detectors," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 591, no. 1, pp. 147 – 150, 2008. Radiation Imaging Detectors 2007 Proceedings of the 9th International Workshop on Radiation Imaging Detectors.
- [80] U. Fano, "Ionization yield of radiations. II. the fluctuations of the number of ions," *Phys. Rev.*, vol. 72, p. 26–29, July 1947.
- [81] D. Srdoc, B. Obelic, and I. K. Bronic, "Statistical fluctuations in the ionisation yield of low-energy photons absorbed in polyatomic gases," *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, vol. 20, no. 17, p. 4473, 1987.
- [82] T. POCHET, "DéTECTEURS NucléAIRES - principes physiques de fonctionnement | techniques de l'Ingénieur," July 2005.
- [83] L. Baekeland, *The Bakelizer : National Museum of American History, Smithsonian Institution : a National Historic Chemical Landmark, November 9, 1993*. American Chemical Society, Nov. 1993.
- [84] "PEEK (polyether ether ketone) " wikipedia, the free encyclopedia "," Aug. 2014. Page Version ID : 608098079.
- [85] J. Donnard, "Etude et caractérisation d'un nouveau concept de de détecteur : le compteur propotionnel sphérique," mémoire fin d'étude, IRFU, Saclay France, Aug. 2008.
- [86] CANBERRA, "Model 2006 propostional counter preamplificateur," 2006.
- [87] A. Inc, "Charge sensitive preamplifier," Jan. 2000.
- [88] M. Gros, "The SAMBA-TANGO suite for data acquisition and analysis," June 2012. Thessaloniki Workshop.
- [89] A. Dastgheibi Fard, "Testing various sensors of the spherical proportional counter," (GREECE Thessaloniki), p. 26, 2012. GREECE Symposium on the Progress of the Gaseous Detectors.

- [90] A. Dastgheibi Fard, “Testing various sensors of the spherical proportional counter,” June 2012. Thessaloniki Workshop.
- [91] E. Bougamont, P. Colas, A. Dastgheibi-Fard, J. Derre, I. Giomataris, and G. Gerbier, “Supernova neutrino detection via coherent scattering,” *Proceedings of the Hamburg Neutrinos from Supernova Explosions HAvSE 2011*, p. 149, 2011.
- [92] P. Loaiza, “Mipege presentation : Ultra low radioactivity and neutrino physics,” June 2014.
- [93] V. Chazal, R. Brissot, J. Cavaignac, B. Chambon, M. De Jésus, D. Drain, Y. Giraud-Heraud, C. Pastor, A. Stutz, and L. Vagneron, “Neutron background measurements in the underground laboratory of modane,” *Astroparticle Physics*, vol. 9, no. 2, pp. 163–172, 1998.
- [94] L. Miramouti, *Recherche des WIMP’s du halo galactique dans l’expérience EDELWE SS : Etude du bas bruit radioactif et mesures á l’aide de bolomètres á double detection ionisation/chaleur*. PhD thesis, Université de Paris-Sud, Saclay France, Nov. 1999.
- [95] E. Bougamont, J.-P. Mols, I. Giomataris, G. Gerbier, and X. F. Navick, “Cahier des charges et des spécifications techniques pour la réalisation d’un détecteur sphérique en cuivre haute pression,” Mar. 2011.
- [96] H. Schultz, *Electron Beam Welding*. Woodhead Publishing, Jan. 1993.
- [97] “ILIAS database on radiopurity of materials : <http://radiopurity.in2p3.fr/search.php?material=solder>.”
- [98] “Instrumentation blowdown valves ; ms-02-118.pdf,” Aug. 2013.
- [99] “Diaphragm pump wikipedia, the free encyclopedia http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Diaphragm_pump&oldid=597358976,” Apr. 2014. Page Version ID : 597358976.
- [100] “Berstscheiben, ©2012 berstscheiben schlesinger gmbh website : <http://www.schlesinger-gmbh.de/en/lieferprogramm-hochdruck-bs.html>.”
- [101] E. Armengaud, C. Augier, A. Benôit, L. Bergé, T. Bergmann, J. Blümer, A. Broniatowski, V. Brudanin, B. Censier, M. Chapellier, F. Charlieux, F. Couedo, P. Coulter, G. A. Cox, M. De Jesus, J. Domange, A.-A. Drilien, L. Dumoulin, K. Eitel, D. Filosofov, N. Fourches, J. Gascon, G. Gerbier, M. Gros, S. Henry, S. Hervé, G. Heuermann, N. Holtzer, A. Juillard, M. Kleifges, H. Kluck, V. Kozlov, H. Kraus, V. A. Kudryavtsev, H. L. Sueur, P. Loaiza, S. Marnieros, A. Menchikov, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, O. Rigaut, M. Robinson, S. Rozov, V. Sanglard, B. Schmidt, S. Scorza, B. Siebenborn, S. Semikh, D. Tcherniakhovski, A. S. Torrento-Coello, L. Vagneron, R. J. Walker, M. Weber, E. Yakushev, and X. Zhang, “Background studies for the EDELWEISS dark matter experiment,” arXiv e-print 1305.3628, May 2013.
- [102] K. Ackermann, M. Agostini, M. Allardt, M. Altmann, E. Andreotti, A. Bakalyarov, M. Balata, I. Barabanov, M. B. Heider, N. Barros, *et al.*, “The gerda experiment for the search of $0\nu\beta\beta$ decay in ^{76}Ge ,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 73, no. 2330, p. 29, 2013.
- [103] “LNGS - gran sasso national laboratory <http://www.lngs.infn.it/>.”
- [104] M. Laubenstein and G. Heusser, “Cosmogenic radionuclides in metals as indicator for sea level exposure history,” *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 67, no. 5, pp. 750–754, 2009.

- [105] Y.-F. Wang, V. Balic, G. Gratta, A. Fasso, S. Roesler, and A. Ferrari, “Predicting neutron production from cosmic-ray muons,” *Physical Review D*, vol. 64, no. 1, p. 013012, 2001.
- [106] P. Loaiza, “Low radioactivity techniques at LSM,” (Durham), p. 16, 2012. Durham Presentation.
- [107] S. Rozov, E. Armengaud, C. Augier, L. Bergé, A. Benoit, O. Besida, J. Blümer, A. Broniatowski, V. Brudanin, A. Chantelauze, *et al.*, “Monitoring of the thermal neutron flux in the lsm underground laboratory,” *arXiv preprint arXiv :1001.4383*, 2010.
- [108] R. Gurriaran, M. Lemerrier, and P. Bouisset, “Mesure de flux gamma et débits de dose au LSM,” INTERNE, IRSN/LMRE, LSM/MODANE, Jan. 2000.
- [109] N. US Department of Commerce, “NIST x-ray and gamma-ray data.” X-Ray and Gamma-Ray Data.
- [110] F. H. Shu, *The Physical Universe : An Introduction to Astronomy*. University Science Books, Jan. 1982.
- [111] R. Firestone and L. Ekström, “Table of isotopes decay data <http://ie.lbl.gov/toi/nuclide.asp?iZA=180037>.”
- [112] P. Loaiza, “Private communication : Low background gamma-ray spectrometry ^{48}Ca radiopurity measurement.”
- [113] “GEANT4 <http://geant4.cern.ch/index.shtml>.”
- [114] J. Galan, “Private communication : SEDINE full shielding gamma contribution,” June 2014.
- [115] J. Galan and A. Dastgheibi Fard, “Private communication : Full shielding g4 simulation,” July 2014.
- [116] J. Galan, “Private communication : ^{60}Co bulk contamination g4 simulation,” May 2014.
- [117] A. Dastgheibi Fard, “Etude d’un nouveau détecteur gazeux sphérique à très bas seuil en énergie pour la recherche d’événements rares,” (France), p. 21, 2013. IRFU, DDay Presentation.
- [118] A. Dastgheibi Fard and P. Loaiza, “Private communication : Screw impurity monoenergetic radionuclide,” Sept. 2013.
- [119] A. Dastgheibi Fard, I. Giomataris, G. Gerbier, M. Gros, J. Derre, P. Magnier, D. Jourde, E. Bougamont, X. F. Navick, T. Papaevangelou, J. Galan, I. Savvidis, G. Tsileidakis, F. Piquemal, M. Zampaolo, and P. Loaiza, “Background optimization for a new spherical gas detector for very light WIMP detection,” *proceedings of TIPP 2014 conference*, vol. PoS(TIPP2014)375, 2014.
- [120] G. Gerbier, “Private communication,” p. 8, 2014.